institut de physique nucléaire
LABORATOIRE ASSOCIÉ A L'IN2P3

IPNO-T-82- 04

T H E S E

présentée

AU CENTRE D'ORSAY - UNIVERSITE PARIS-SUD

pour obtenir

le grade de docteur 3ème cycle

par

Marie-Chantal GOFFRI-KOUASSI

Sujet : Détermination des masses des noyaux de ^{31}Mg et ^{32}Mg par mesures d'énergie de désintégration β.

Soutenue le 30 avril 1982

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0044

THÈSE

PRESENTEE ,

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

PAR

Marie-Chantal GOFFRI-KOUASSI

^^^

Sujet : Détermination des masses des noyaux de ^{31}Mg et ^{32}Mg par mesures d'énergie de désintégration β.

Soutenue le 30 avril 82 **devant la Commission d'examen**

Mr H. SERGOLLE — Président.

Mr P. ASSAMOI
Mr S. DELLA NEGRA
Mr C. DETRAZ
Mme C. THIBAULT
} Examinateurs.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

S O M M A I R E

I. INTRODUCTION 1

II. METHODE EXPERIMENTALE 3

II.1 Le spectromètre de masse 3

II.2 Les détecteurs 3

II.2.1. Le germanium-lithium 3

II.2.2. Les plastiques scintillants 5

a) Le scintillateur mince ΔE 5

b) Le détecteur E 5

II.2.3. Géométrie de détection 11

II.3 Le montage électronique 11

II.4 Le système d'acquisition 13

a) Description 13

b) Rôle des paramètres 14

III. METHODE DE MESURE DES VALEURS DE Q_β 15

III.1 Mécanisme de la désintégration β^- 15

III.2 Energie des particules β et mesures de masse 15

III.3 Détermination du Q_β de la transition par analyse de la forme des spectres d'énergie β 17

III.3.1. La "droite de Kurie" 17

III.3.2. Méthode par analyse de la forme des spectres β 18

III.3.3. Applications antérieures de la méthode d'analyse de la forme des spectres β. 19

III.3.4. Conclusion 22

IV. DEPOUILLEMENT ET ETALONNAGE EN ENERGIE 25

IV.1 Classement 25

IV.2 Constitution des spectres β 28

IV.3 Etalonnage des rapports d'affinité en fonction des E^β_{max} 29

IV.3.1. Faible statistique des spectres β 29
a) Fenêtre sur E_γ+ Compton 30
b) Compression des spectres β 33
IV.3.2. Dérives observées 37
IV.3.3. Grandes énergies E_β 37
IV.3.4. Etalonnage en énergie 41
V. RESULTATS EXPERIMENTAUX 47
V.1. Détermination de l'excès de masse du ^{31}Mg 47
V.2. Détermination de l'excès de masse du ^{32}Mg 53
VI. CONCLUSION 57
BIBLIOGRAPHIE 63

RESUME

Le travail effectué a consisté à faire des mesures d'énergie de désintégration β des isotopes de Na et de leurs descendants afin d'atteindre les excès de masse encore inconnus des descendants des Na, en particulier les ^{31}Mg et ^{32}Mg. Les noyaux de Na étudiés, produits par fragmentation d'une cible d'iridium à l'aide de protons énergétiques de 10 GeV, sont identifiés par un spectromètre de masse installé auprès du P.S. du CERN. Ces isotopes de Na, riches en neutrons, évoluent vers la zone de stabilité par désintégration β^- dont les mesures d'énergie Q_β ont été réalisées à l'aide de coïncidences β-γ. Les γ émis sont détectés par un Ge(li) et les β par un télescope constitués de deux scintillateurs plastiques. La mesure de Q_β par la méthode d'analyse des formes des spectres β est pour la première fois appliquée à une grande gamme d'énergie (2 à 15 MeV). Elle a permis de faire un étalonnage en énergie du détecteur β, à partir duquel il a été possible d'atteindre les excès de masse des ^{31}Mg et ^{32}Mg et d'étudier alors la variation de l'énergie S_{2n} de séparation de deux neutrons en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes de Mg. Cette étude révèle un excès de l'énergie S_{2n} à partir du ^{31}Mg, interprétable en terme de déformation nucléaire.

ABSTRACT

The study of the β decay of neutron-rich Na and Mg isotopes, allows measurements of Q_β values. At present, it is the only practical way available to have access to the masses of ^{31}Mg and ^{32}Mg. In these experiments, neutron rich Na isotopes were produced in the fragmentation of Ir nuclei by 10 GeV protons from the CERN synchrotron and were analyzed by a mass spectrometer. The β particles are detected by a telescope consisting of a thin and a thick plastic scintillators while a Ge(Li) detector records the coïncidental γ energy spectrum in between beam burst.

The analysis of the experimental energy spectrum was accomplished by the now communly used method of shape fitting. The calibration of the variation of the stretch factor versus E^β_{max} was obtained, and the masses of ^{31}Mg and ^{32}Mg deduced. The values of S_{2n} corresponding to these masses show a sharp departure of the S_{2n} value from the extrapolated trend outside the experimental incertainties. The most logical explanation of this extra binding energy should be the occurence of a shape transition for Mg isotopes.

R E M E R C I E M E N T S

Je tiens à assurer de ma profonde reconnaissance :

- Messieurs X. TARRAGO, M. RIOU, et Madame H. LANGEVIN qui m'ont accueillie à l'Institut de Physique Nucléaire dans la division de Physique Nucléaire.

- Monsieur H. SERGOLLE qui a bien voulu accepter la présidence de cette thèse.

- Madame C. THIBAULT, Messieurs ASSAMOI et S. DELLA NEGRA d'avoir bien voulu faire partie du jury de cette thèse.

Je remercie tout particulièrement :

- Monsieur C. DETRAZ qui m'a guidé au cours de ces deux années et avec qui j'ai eu plaisir à travailler. Il a su, avec gentillesse et disponibilité me faire bénéficier de ses connaissances.

Ainsi que tous ceux qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

- Monsieur M. LANGEVIN qui a contribué à la réussite de l'expérience par la réalisation des détecteurs.

- Mademoiselle D. GUILLEMAUD qui m'a apporté une collaboration amicale ainsi qu'une aide précieuse au cours du dépouillement.

- Mesdames M. EPHERRE, C. THIBAULT, Messieurs G. AUDI, M. de SAINT SIMON, F. TOUCHARD du laboratoire René Bernas du Centre de Spectrométrie Nucléaire et Spectrométrie de masse ainsi que Monsieur F. NAULIN de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et Monsieur C. ZAIDINS pour leur précieuse collaboration.

- Messieurs R. FERGEAU, M. JACOTIN, J.F. KEPINSKI du laboratoire René Bernas pour leur assistance technique au cours de l'expérience.

- Monsieur S. DELLA NEGRA et Mademoiselle D. JACQUET qui ont mis au point le programme d'analyse des spectres et avec gentillesse m'ont aidé à l'utiliser.

- Mesdames C. SCOUPE, N. BARTOL et Monsieur B. MERLANT ainsi que toute l'équipe d'ARIEL pour leur aide technique pendant le dépouillement des résultats.

- Le personnel de la bibliothèque.

- Le personnel du SEP pour la réalisation du système d'acquisition.

- Monsieur HERVIEU pour le montage des détecteurs.

- L'équipe des conducteurs du P.S.

- Mademoiselle M. PARE et Madame LAUNAY, M. FOURNIER et G. TURLAN,F.PLANCHE pour la réalisation matérielle de ce mémoire.

Enfin, je tiens à exprimer mes sincères remerciements à toutes les personnes à qui j'ai pu faire appel au cours de ce dépouillement.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Les réactions induites par des protons énergiques (10 GeV) sur une cible lourde permettent la production abondante de noyaux exotiques. C'est par cette méthode de fragmentation du noyau cible et par l'utilisation d'un spectromètre de masse qu'un groupe du laboratoire René Bernas du Centre de Spectrométrie Nucléaire et Spectrométrie de Masse a observé des isotopes alcalins très riches en neutrons [Thi71]. Ils ont déterminé différentes caractéristiques des états fondamentaux de ces isotopes telles que : la durée de vie [Thi80], les masses [Thi75] et les modes de désintégration β [Roe74]. En collaboration avec eux, notre groupe a étudié les propriétés spectroscopiques de ces noyaux à partir de la détection des activités γ [Det79].

Par des mesures de masse jusqu'au sodium A = 34, un effet particulier de structure nucléaire, l'apparition d'une zone de déformation a été mise en évidence. En effet, la variation de l'énergie de séparation de deux neutrons (S_{2n}) en fonction de la masse des isotopes de Na révèle par une brusque discontinuité une transition de forme de ces noyaux vers N = 20 [Thi75].

Le but de la présente étude est la détermination des excès de masse encore inconnus des descendants de sodium riches en neutrons. La connaissance de ces masses, calculées à partir de mesures d'énergie de désintégration β^-, peut permettre d'examiner si la discontinuité dans la variation de l'énergie de séparation S_{2n} observée pour les Na vers N=20 est visible dans le cas de leurs descendants.

Ce travail, réalisé en collaboration avec le laboratoire René Bernas, consiste à déterminer les énergies de désintégration Q_β des isotopes radioactifs produits à l'aide des protons du synchrotron du CERN (P.S) dans une cible d'Iridium. Une bonne connaissance des schémas de désintégration est

indispensable pour la détermination des Q_β. L'étude des activités γ des différents isotopes de Na et de leurs descendants a permis d'envisager des mesures de Q_β jusqu'à la masse 32.

Les sections efficaces de production des isotopes de Na formés par fragmentation sont de plus en plus faibles au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la vallée de stabilité [Thi78]. Au cours de nos expériences, la production de ^{32}Na est de 50 ions par cycle du faisceau. Ce faible taux de production des noyaux très exotiques limite la statistique et donc la précision des mesures d'énergie maximale des particules β. On a fait appel à une méthode de détermination de Q_β qui repose sur l'analyse de la forme des spectres β et qui prend en compte la presque totalité du spectre.

Après une description du dispositif expérimental, on présentera la méthode utilisée et on discutera des problèmes rencontrés au cours du dépouillement. On terminera par l'application de cette méthode aux spectres β qui ont permis de déterminer les masses respectives de ^{31}Mg et ^{32}Mg. Ces mesures de masse permettent de calculer l'énergie de séparation S_{2n} de ces deux noyaux et de remarquer une transition de forme pour les noyaux de magnésium dans la région N=20.

C H A P I T R E II

METHODE EXPERIMENTALE

II.1 - LE SPECTROMETRE DE MASSE

Le spectromètre de masse a été réalisé dans le laboratoire René Bernas du CSNSM [Kla67, Thi71, SSI81]. Il est placé dans le hall est du P.S. du CERN.

Un blindage entre la cible-source d'ions et les détecteurs permet une diminution du bruit de fond ambiant en γ et en particules ce qui rend possible l'utilisation de détecteurs de bonne résolution (fig.1).

Lors des expériences, les noyaux de sodium étudiés sont produits par fragmentation de cibles lourdes. La cible utilisée est une cible en poudre d'iridium de $30 g/cm^2$. Elle est bombardée par un faisceau fourni par le synchrotron à protons du CERN et constitué par de courtes impulsions (2,1µs) d'environ 2.10^{12} protons de 10 GeV toutes les 2,4 secondes.

Parmi les nombreux noyaux exotiques produits lors de la réaction, la sélection des alcalins se fait en utilisant leurs propriétés chimiques : une diffusion rapide (20-50ms) hors de certains matériaux (poudre de graphite mélangée à la poudre d'iridium) et une thermoionisation facilitée par leur faible potentiel d'ionisation de l'ordre de 5 eV [Kla68]. Les atomes diffusant de la source sont ionisés au contact d'une surface chauffée. Les ions produits, accélérés par une tension de + 10 kV arrivent dans un secteur magnétique où ils sont analysés en masse. Ils sont ensuite guidés à travers le blindage jusqu'aux détecteurs par des éléments électrostatiques (fig. 1).

II.2 - LES DETECTEURS

II.2.1. Le germanium-lithium

La détection des rayons γ se fait à l'aide d'un détecteur germanium-lithium. Ce Ge(Li) polarisé négativement à -2400 volts est une diode cylindrique et possède une efficacité de 3.10^{-3} pour des énergies γ de l'ordre

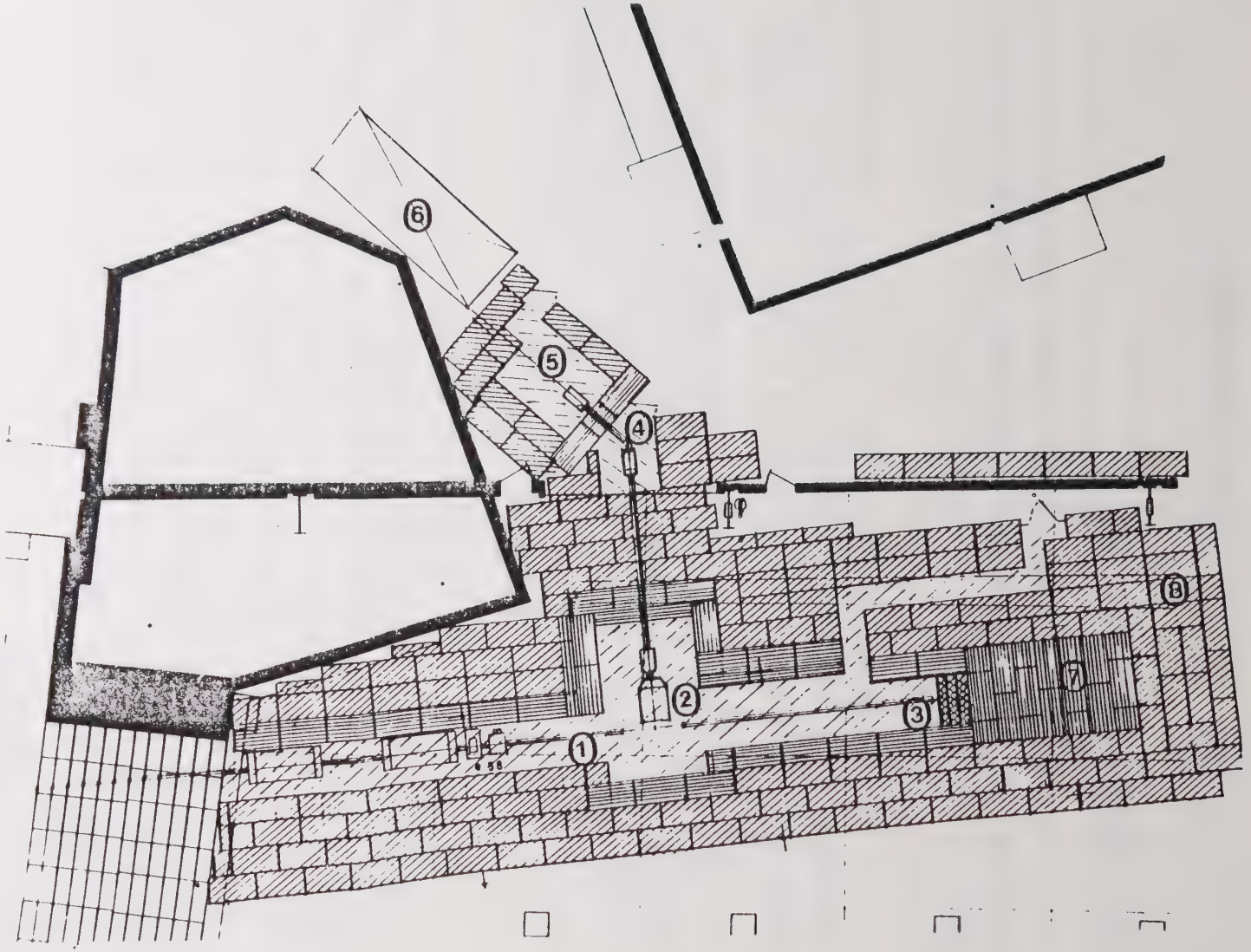


Fig. 1 : Implantation de l'expérience auprès du P.S. du CERN. On remarque l'important blindage entre la cible source-d'ions et les détecteurs. (1) ligne du faisceau du P.S. (2) Spectromètre de masse, (3) piège à faisceau, (4) déflecteur électrostatique, (5) aire des détecteurs, (6) salle de l'électronique, (7) fer,(8) béton.

de 1 MeV. On a pris soin de protéger la diode par un absorbant plastique étant donné une rétrodiffusion possible des β vers le détecteur γ. On supprime ainsi les spectres d'électrons qui se superposeraient aux spectres γ et on diminue le bruit de fond.

II.2.2. Les plastiques scintillants

Les β émis par les noyaux radioactifs de sodium sont détectés par un télescope ΔE-E, composé de deux scintillateurs plastiques. Ces deux détecteurs ΔE et E travaillent en coïncidence afin de confirmer la détection d'un β étant donné que la probabilité qu'un γ soit détecté par le plastique mince ΔE de 1mm d'épaisseur est très faible.

a) Le scintillateur mince

C'est un plastique scintillant (NE104) plat, ayant un diamètre de 4 cm et une épaisseur de 1mm. A l'aide d'un collage optique, ce disque est posé sur une pièce en plexiglass (fig. 2). L'ensemble est alors monté sur un conduit de lumière qui le couple à un photomultiplicateur 56 AVP.

On a pris soin d'entourer le plastique et son support d'une feuille d'aluminium réflecteur de 2/100 mm d'épaisseur afin d'éviter des pertes de lumière. Les électrons détectés par le plastique E ont traversé ces feuilles d'aluminium et le détecteur ΔE. Ils ont donc subi une perte d'énergie dans ces matériaux qui est de l'ordre de 200 ± 40 keV pour des électrons dont l'énergie est supérieure à 500 keV. Cette évaluation a été faite à partir de la fig. 3 qui montre que les électrons d'énergie supérieure à 500 keV ont une perte d'énergie constante de l'ordre de 1.6 MeV/g.cm^{-2}. On est au minimum d'énergie d'ionisation.

b) Le détecteur E

La mesure des énergies β se fait à l'aide d'un plastique scintillant NE102 qui est un scintillateur organique dont les propriétés sont les suivantes :

- absorption élevée pour les électrons et les neutrons rapides et une faible efficacité de détection pour les rayons γ.
- réponse de scintillation en fonction de l'énergie, pour les électrons, pratiquement linéaire dans une grande gamme d'énergie.

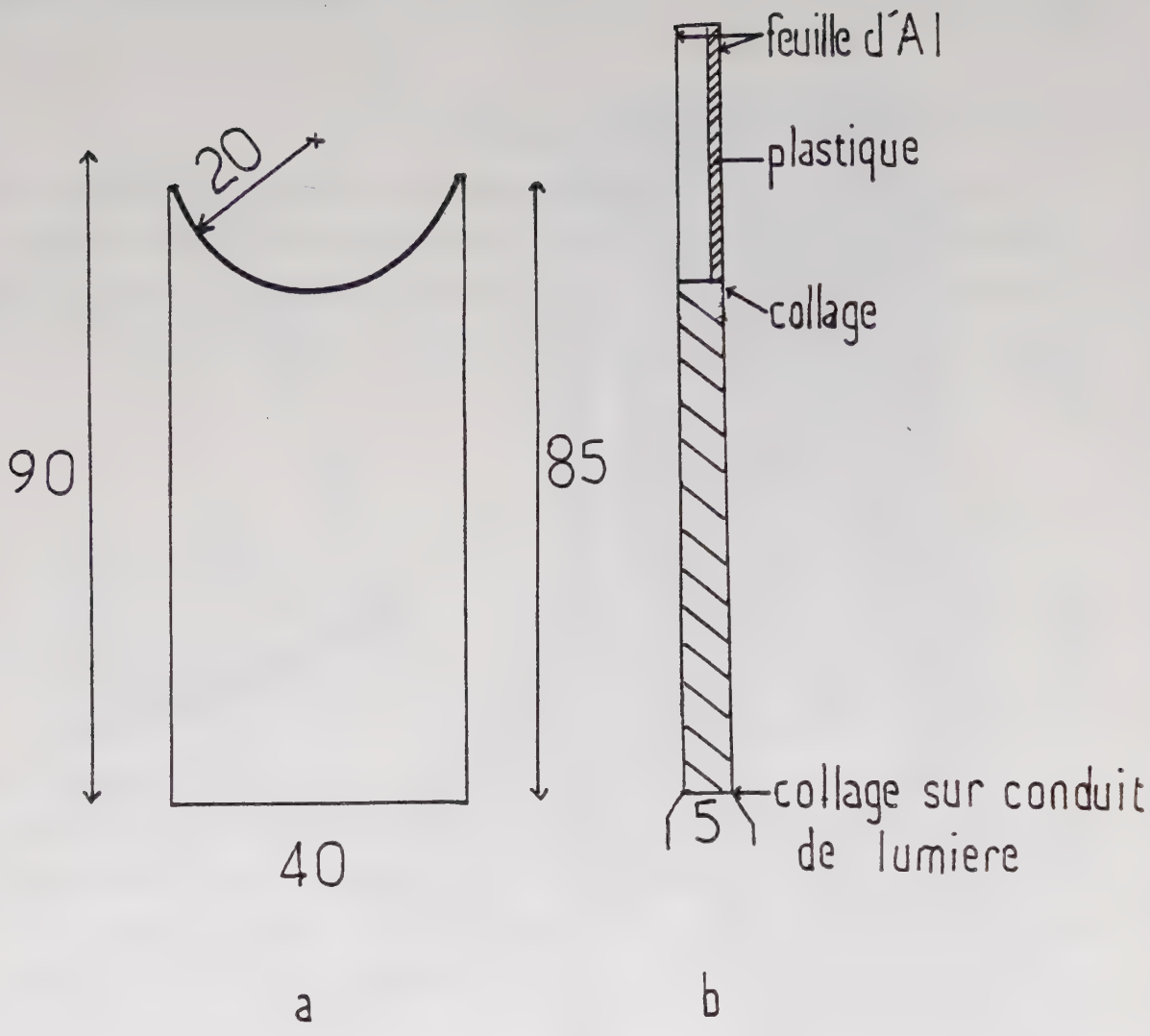


Fig. 2 : Schéma du scintillateur mince ΔE
a) support en plexiglass du plastique
b) vue de profil du plastique sur son support
Les dimensions indiquées sont en millimètres.

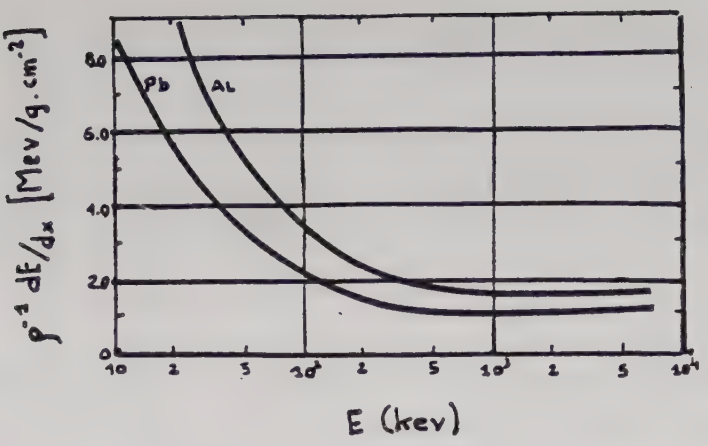


Fig. 3 : Perte d'énergie des électrons dans l'aluminium et le plomb [ref. SIE65]

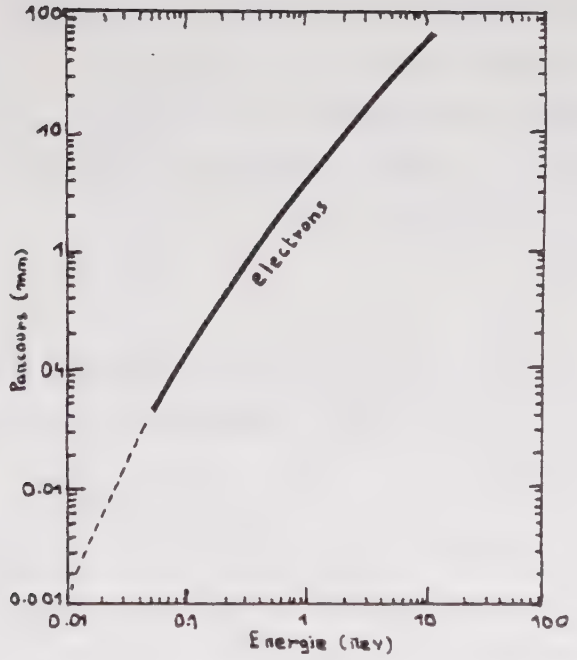


Fig. 4 : Parcours des électrons dans un plastique NE102

- réponse temporelle rapide.

1) La détection des β d'énergie élevée nécessite un plastique scintillant de grandes dimensions (fig. 4). Ainsi le détecteur E utilisé pour les expériences a une longueur de 11cm afin d'arrêter des électrons de l'ordre de 16 MeV.

2) Pour des électrons rapides, la perte d'énergie spécifique $\frac{dE}{dx}$ est peu élevée. Dans ce cas, le rendement de scintillation qui est le rapport entre l'énergie totale de la lumière émise et l'énergie du rayonnement incident absorbée dans le scintillateur est constant. La réponse de scintillation obtenue est donc linéaire.

3) La forme de l'impulsion lumineuse émise par les scintillateurs organiques est caractérisée par un temps de montée de l'ordre de la nanoseconde et par un temps de décroissance de quelques nanosecondes. La plus grande partie de la lumière émise est émise pendant la décroissance pour laquelle on définit une constante de temps τ, qui est de l'ordre de 2.5 ns pour un plastique NE102. Devant cette rapidité de réponse, la constante de temps de l'amplificateur associé au plastique est choisie à 0.25 µs. Avec cette valeur minimum acceptable par l'analyse électronique ainsi que celle des convertisseurs, on réduit les empilements possibles afin d'avoir une meilleure détermination de E.

4) Enfin, une propriété pratique des plastiques scintillants est la facilité qu'ils offrent d'être réalisés sous des formes très variées et dans des dimensions importantes.

Une forme adéquate permet l'obtention d'une large ouverture angulaire ce qui est très utile lors des mesures de faibles activités. Pour les expériences, le choix du détecteur E s'est porté sur un plastique ayant la forme particulière de la figure 5. Avec une telle géométrie, on atteint la même efficacité aussi bien pour les faibles énergies que pour les grandes énergies β. Cette efficacité est de l'ordre de 8,5%. Des expériences préliminaires avaient été faites avec un plastique disponible NE102 de forme cylindrique(10x10cm).Les résultats obtenus ont montré une très faible statistique, ce qui confirme une géométrie du détecteur pas adaptée à la

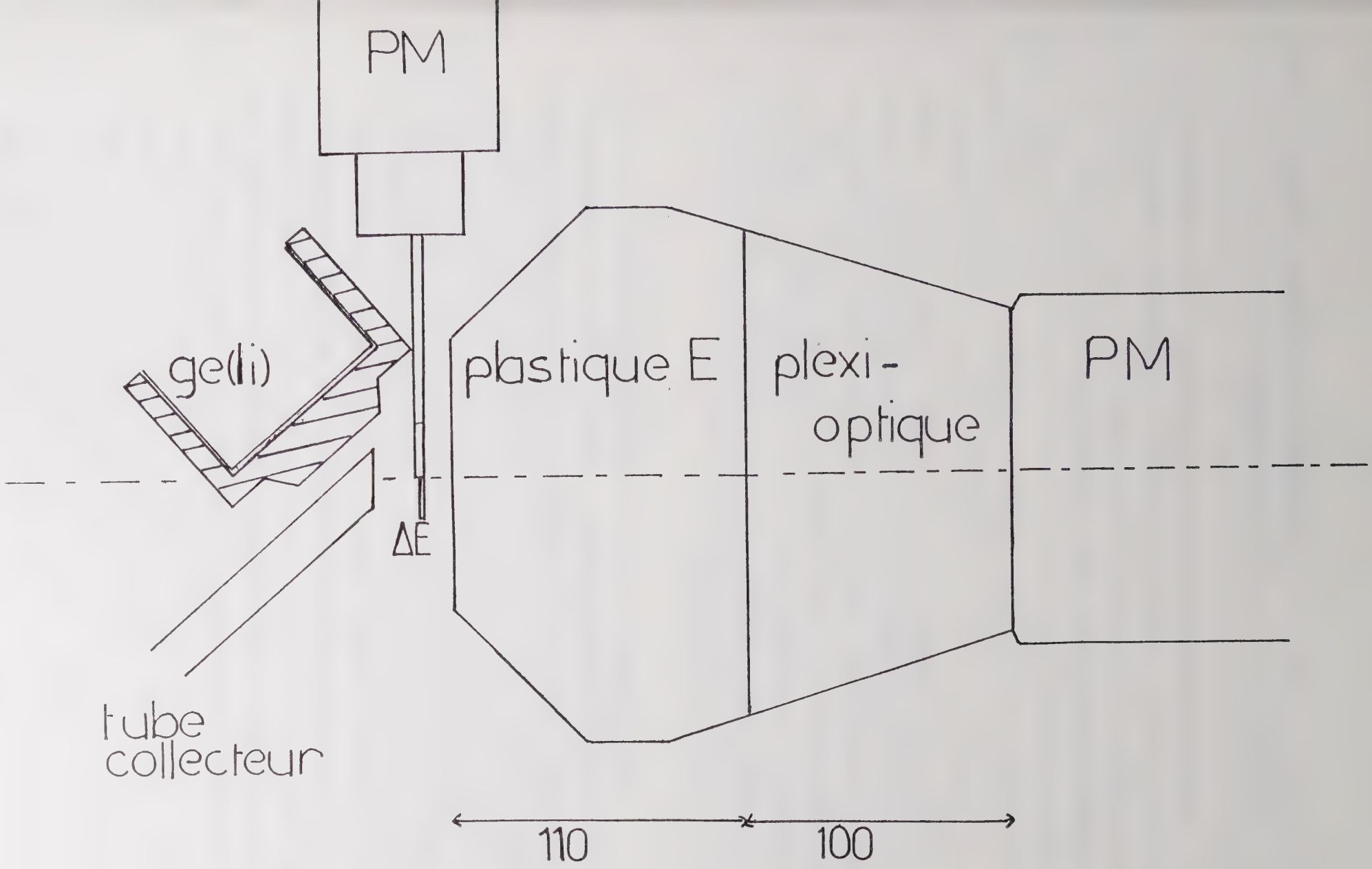


Fig. 5 : Schéma du dispositif expérimental. Les dimensions indiquées sont en millimètres.

détection des ß à partir d'un point source. L'angle solide n'étant pas optimisé, on perdait en effet beaucoup d'événements.

Un autre problème rencontré avec ce détecteur est une distorsion des spectres ß dûe à une absorption incomplète des électrons d'énergie élevées, qui arrivaient aux extrémités de l'angle solide. La forme du plastique permettait en effet leur sortie par les parois avant qu'ils aient cédé toute leur énergie.

A cause des grandes dimensions du détecteur E, la probabilité de perdre de la lumière de la part du plastique est importante. Il est nécessaire d'éviter le plus possible ces pertes de lumière étant donné qu'on désire faire des mesures d'énergie. En effet, le signal délivré par le photomultiplicateur associé au plastique est proportionnel au flux lumineux reçu par sa photocathode. Ce flux lumineux à son tour est proportionnel à l'énergie des ß incidents. Une perte de lumière entraînerait donc une mauvaise estimation de l'énergie des électrons. On a donc peint le plastique avec de la peinture blanche spéciale et on a pris soin de l'entourer d'une feuille d'aluminium réflecteur.

On place également devant la face d'entrée du plastique E une feuille d'aluminium de 5/100 mm d'épaisseur. La perte d'énergie des électrons à travers cette feuille est comprise dans l'évaluation précédente du paragraphe II.2.2.a.

Le photomultiplicateur 58 AVP, couplé au détecteur E par un guide de lumière en plexi-optique possède 14 dynodes. La 11ème dynode utilisée comme sortie est reliée à la voie linéaire et l'anode directement branchée sur la voie rapide. La tension appliquée à la cathode est de -2000 volts. Afin de protéger ce photomultiplicateur de la tension élevée qui lui est appliquée, on a pris soin de l'entourer d'isolant. Il est aussi protégé de la lumière ambiante par des feuilles d'aluminium et de l'influence des champs magnétiques au moyen d'un blindage en mu-métal.

II.2.3 - Géométrie de détection

Le dispositif expérimental dont le schéma est représenté sur la figure 5 est situé dans une pièce entièrement recouverte de cadmium. Ceci permet de réduire considérablement le flux de neutrons thermiques dans l'aire des détecteurs [RIG72].

On désire avoir une géométrie de détection aussi compacte que possible afin de maximiser l'angle solide. Les détecteurs sont alors placés à proximité du collecteur d'ions qui a la forme d'un doigt de gant cylindrique de 2cm de diamètre et 0.1mm d'épaisseur.

La perte d'énergie des électrons à la sortie du collecteur devant être faible et constante, il a été tendu à son extrémité collectrice une feuille d'aluminium de 5/100 mm d'épaisseur taillée en biseau. Ainsi quelle que soit la direction dans laquelle l'électron part du doigt de gant, l'énergie qu'il perd dans la feuille est faible et varie très peu.
La grande face d'entrée du plastique E est placée parallèlement à l'extrémité collectrice et le détecteur ΔE est situé entre les deux.

II.3 - LE MONTAGE ELECTRONIQUE

On désire réaliser des coïncidences β-γ. Le schéma électronique représenté sur la figure 6 est un schéma classique de coïncidences rapides-lentes. Le système d'acquisition utilisé reçoit trois signaux linéaires. Deux de ces signaux issus des amplificateurs du Ge(Li) et du plastique E permettent la constitution des spectres E_γ et E_β. Le troisième signal linéaire fourni par un convertisseur temps-amplitude donne le temps qui sépare la détection d'un γ par le Ge(Li) de celle d'un β par le ΔE. Une condition sur l'amplitude de ce signal linéaire, donc sur ce temps permet de définir les événements considérés en coïncidence.

Ce système d'acquisition est déclenché par une coïncidence faite entre deux voies rapides et une voie lente. Les deux coïncidences rapides dont le temps de résolution est de quelques nanosecondes ont lieu entre le détecteur γ et le plastique ΔE d'une part, et les deux plastiques ΔE et E d'autre part. Elles sont assurées par des convertisseurs temps-amplitude déclenchés par des signaux issus de discriminateurs à fraction constante. Les signaux qui sortent de ces convertisseurs sont analysés par des sélecteurs monocanaux qui alimentent les entrées d'un circuit de coïncidence lente. Le

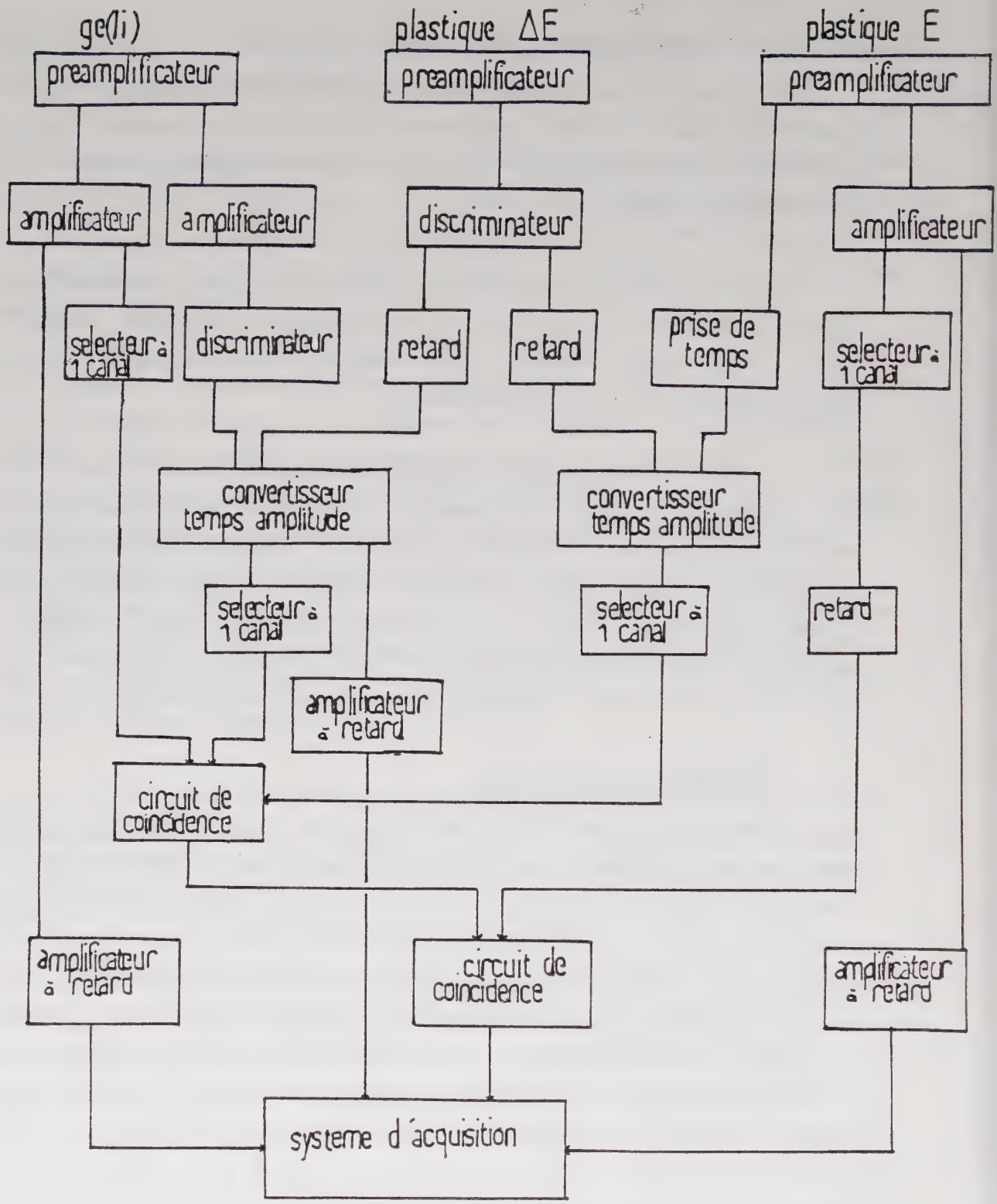


Fig. 6 : Schéma du dispositif électronique.

même circuit reçoit aussi un signal de coïncidence, dont le temps de résolution est de l'ordre de 1µs, et qui a lieu entre des signaux analysés par des sélecteurs monocanaux, déclenchés par les sorties linéaires des détecteurs γ et E.

II.4 - LE SYSTEME D'ACQUISITION

L'étude de la désintégration ß des isotopes de Na et de ses descendants a pu être faite grâce à la mise au point à l'IPN d'un système permettant l'acquisition des paramètres de l'expérience [GUI82].

a) Description

Ce système est composé d'un microprocesseur de type Z80 qui gère l'acquisition des événements et leur mise sur bande magnétique. Il est possible de visualiser sur un bloc mémoire les différents paramètres de l'acquisition sous forme de spectres de taille variable ainsi que de les modifier par l'intermédiaire d'une console. L'acquisition et la visualisation se déroulent simultanément dès l'arrivée des protons sur la cible-source d'ions.

Au début des expériences, on imposait au système une acquisition pendant la durée totale du cycle du P.S. On exigeait alors une mise sur bande des événements pendant la durée du cycle également à condition que le buffer d'acquisition soit sensiblement plein. Au moment de la saturation du buffer, l'écriture des événements se mettait en route et on bloquait l'acquisition de nouveaux événements. Dans ces conditions, on a constaté des difficultés du système à écrire surtout pour les taux de comptage élevés. Le dépouillement a permis ensuite de remarquer des anomalies sur les spectres E_γ et E_β.

Devant ces anomalies, on a pensé que les difficultés à écrire observées en cours d'expérience, pouvaient surement être dûes à l'arrivée du signal d'extraction du faisceau pendant la mise sur bande.
On a donc changé les données du système d'acquisition pour les expériences qui ont suivi en lui imposant un temps d'acquisition de 1,6 secondes ce qui n'est pas gênant étant donnée la période courte des noyaux étudiés.
La mise sur bande des événements n'est plus conditionnée par le fait que le buffer d'acquisition doit être plein. Elle se fait immédiatement à tous les pulses après les 1,6 secondes d'acquisition et pendant tout le reste du cycle.

On constate une disparition des problèmes observés avec cette nouvelle méthode d'acquisition.

b) Rôle des paramètres

Le système d'acquisition permet de stocker des événements à quatre paramètres. Comme discuté plus haut, trois informations linéaires sont données par des codeurs analogiques digitaux. Ce sont :

- le spectre d'énergie γ utile afin de repérer les raies E_γ intéressantes (E_γ).
- le spectre β total (E_β)
- le temps qui sépare la détection d'un photon par le Ge(Li) de celle d'un électron par le ΔE (TAC).

La quatrième information est une information temps donnée par une horloge du microprocesseur. Elle permet de savoir, avec comme temps de départ (t=0) le début de chaque cycle du faisceau, à quel moment un événement caractérisé par E_γ, E_β, TAC a été détecté. Ce paramètre noté TEV permet ainsi d'obtenir l'évolution en temps de la décroissance radioactive des isotopes étudiés.

C H A P I T R E III

METHODE DE MESURE DES VALEURS DE Q_β

III.1 - MECANISME DE LA DESINTEGRATION β^-

Les éléments riches en neutrons évoluent spontanément vers la zone de stabilité par désintégration β^-, caractériséepar le fait qu'à l'intérieur du noyau, un neutron se transforme en un proton. La réaction nucléaire correspondante s'écrit :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

Cette forme de radioactivité conserve le nombre de masse A et fait croître d'une unité le numéro atomique Z du noyau.

$$^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}X + e^- + \bar{\nu}_e$$

Le noyau $^{A}_{Z+1}X$ est souvent formé dans un état excité, ce qui conduit à une émission de γ dûe à la désexcitation des niveaux peuplés par radioactivité β.

On peut rappeler que l'hypothèse de l'existence de l'antineutrino a été confirmée par la forme continue des spectres β . En effet, si l'électron ne part pas avec une énergie fixe, c'est qu'il y a une répartition statistique de l'énergie disponible lors de la réaction entre le β et une autre particule. Dans ce cas particulier, c'est une antiparticule à cause de la conservation du nombre leptonique dans le cas des interactions faibles.

III.2 - ENERGIE DES PARTICULES β ET MESURES DE MASSE

Soit la réaction $^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}X + e^- + \bar{\nu}_e$

Si M'(A,Z) est la masse du noyau qui se désintègre, la conservation de l'énergie peut s'écrire :

$$M'(A,Z) = M'(A,Z+1) + m_\beta + m_\upsilon + T_\beta + T_\upsilon + T(A,Z+1) + E^* \quad (1)$$

où m_β et m_ν sont les masses au repos des particules β et ν, T_β et T_ν leurs énergies cinétiques respectives.

Dans cette expression, on considèrera la masse du neutrino comme nulle, et l'énergie cinétique de recul du noyau T(A,Z+1) sera négligée devant celles des particules étant donné le rapport des masses. L'énergie E* introduite dans l'équation (1) est l'énergie d'excitation du niveau du noyau fils qui est peuplé par radioactivité β au cours de la désintégration du noyau père (A,Z). L'expression précédente devient en passant aux masses atomiques avec $M(A,Z) = M'(A,Z) + Zm_\beta$

$$M(A,Z) = M(A,Z+1) + T_\beta + T_\nu + E^* \qquad (2)$$

en supposant négligeable la variation de l'énergie de liaison des deux atomes.

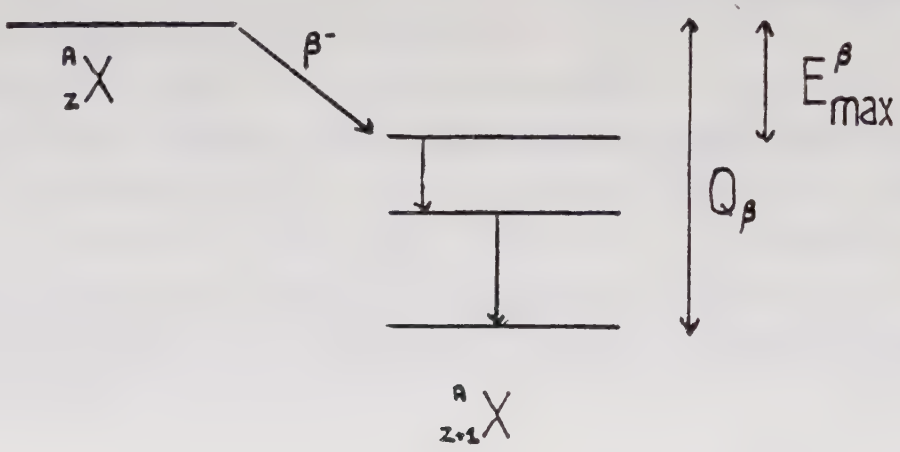


Fig. 7

Si on définit l'énergie de désintégration Q_β comme celle de la transition β du fondamental du noyau père au fondamental du noyau fils (fig. 7) on a :

$$Q_\beta = M(A,Z) - M(A,Z+1) \qquad (3)$$

et l'expression (2) permet d'écrire

$$Q_\beta = T_\beta + T_\nu + E^* \qquad (4)$$

Expérimentalement, cette énergie Q_β est atteinte à partir de l'énergie cinétique maximale du β ($E^\beta max$) donnée par le point final du spectre β continu. Ce $E^\beta max$ correspond à une énergie cinétique nulle de l'antineutrino.

L'équation (4) devient :

$$Q_\beta = E^\beta max + E^* \qquad (5)$$

On voit donc d'après la formule (3) qu'une détermination de l'excès de masse du noyau père (ou fils) est possible à partir de la connaissance de celle du noyau fils (ou père) et de la mesure du Q_β définie par la formule (5). Dans notre cas, les excès de masse des isotopes de Na ont été mesurés [Thi75] tandis que certaines masses parmi les isotopes descendants des magnésium et aluminium sont encore inconnues. Paradoxalement, c'est la masse du noyau plus riche en neutron qui peut permettre d'atteindre celle du moins exotique.

La détermination de l'énergie Q_β demande une certaine connaissance du schéma de désintégration afin de tenir compte des énergies d'excitation des niveaux du noyau fils (formule 5). Expérimentalement, les niveaux excités sont identifiés à l'aide d'une coïncidence entre les β qui les peuplent et les γ qui sont une signature de leur désexcitation.

On remarque cependant que certains expérimentateurs comme Keyser [KEY79] estiment que même sans information sur le schéma de désintégration, il est quand même possible d'atteindre le Q_β à partir de coïncidences β.γ et de mesures de spectres β simples.

III.3 - DETERMINATION DU Q_β DE LA TRANSITION PAR ANALYSE DE LA FORME DES SPECTRES D'ENERGIE β

Comme nous venons de le voir, la mesure de l'énergie Q_β nécessaire pour atteindre les excès de masse de noyaux, est déterminée à partir de l'énergie maximale $E^\beta max$ du spectre d'énergie β (formule (5)).

Deux méthodes principales sont utilisées de nos jours pour atteindre les $E^\beta max$.

III.3.1 - La "droite de Kurie"

La représentation du nombre de β détectés par le plastique dans un système d'axe ayant en abscisse l'énergie E_β de l'électron et en ordonnée la quantité $Y = [\frac{N_\beta(p)}{p^2F(Z,p)}]$, est une droite dans le cas de transitions permises [SIE65].

Son équation est la suivante :

$$\left[\frac{N_\beta(p)}{p^2F(Z,p)}\right]^{1/2} = \text{cte}\ (E_\beta(\text{max}) - E_\beta)$$

dans laquelle :

p est la quantité de mouvement de l'électron reliée à l'énergie E_β par la relation $p = \frac{1}{c}\sqrt{E_\beta(E_\beta + 2m_\beta c^2)}$

F(Z,p) est une fonction tabulée appelée fonction de Fermi qui tient compte de l'effet coulombien qu'exerce le noyau sur l'électron.
Cette droite donne par extrapolation jusqu'à une ordonnée nulle le $E^\beta max$.

Cette méthode de la "droite de Kurie" pendant longtemps utilisée pour déterminer le Q_β, est de nos jours de plus en plus abandonnée. Elle présente, surtout lorsqu'un scintillateur est utilisé pour la détection des β, des inconvénients dûs aux distorsions importantes que subit l'information "énergie" de l'électron. Des distorsions qui proviennent de la réponse du plastique sont observées aussi bien pour les hautes énergies β que pour les basses énergies. Dans le premier cas, c'est essentiellement la résolution du détecteur qui est en cause. Celle-ci est proportionnelle à $\sqrt{E_\beta}$ [BEC69]. Dans le cas des basses énergies, c'est la rétrodiffusion des électrons, leur dispersion et l'énergie qu'ils perdent entre la source et le plastique E qui perturbent la courbe de réponse du détecteur [JAC81]. Une détermination du Q_β par la "droite de Kurie" demande donc une étude préalable de la réponse du détecteur et un traitement mathématique assez important.

Cette méthode consiste à faire un lissage des spectres β à partir d'une fonction analytique tenant compte de la fonction de résolution du détecteur. Elle présente l'inconvénient de ne pas utiliser tous les points du spectre lors du lissage. En effet, seule la partie haute énergie est utile à cause de l'excès des coups dans la région de faibles énergies β. Devant toutes ces limitations, on a utilisé pour la mesure des énergies Q_β une méthode qui consiste à analyser la forme des spectres β.

III.3.2 - Méthode par analyse de la forme des spectres β

Cette méthode repose sur l'hypothèse que toutes les formes des spectres β correspondants à des transitions permises sont semblables. Elle permet

alors de supposer qu'avec une bonne approximation les formes des spectres β peuvent être reproduites entre elles à l'aide d'une transformation mathématique simple. Un spectre de référence étant choisi, il suffit de faire une affinité parallèle à l'axe des abscisses qui permet "d'allonger" ou de "compresser" le spectre de référence et ensuite une normalisation sur la surface des spectres considérés.

Cette transformation schématisée dans la figure 8 permet ainsi, à partir d'une forme standard donnée par le spectre de référence, de générer un spectre β quelconque. Le lissage est alors effectué à l'aide d'un programme ayant deux paramètres : le rapport d'affinité et le coefficient de normalisation. Cette façon de comparer les formes des spectres β point par point présente l'avantage par rapport à la précédente de pouvoir utiliser la totalité des points du spectre en particulier ceux qui ont une bonne statistique. Le programme utilisé donne la possibilité de choisir le domaine à lisser du spectre étudié, ce qui permet de s'affranchir des distorsions à basses énergies β. Un calcul de χ^2 est fait, afin de tester la validité du lissage.

III.3.3 Applications antérieures de la méthode d'analyse de la forme des spectres β.

En 1973, elle a été utilisée avec succès par Goosman et Alburger [Goo73]. Pour les premiers pas de cette méthode, ils ont pris soin de choisir un spectre de référence dont le $E^{\beta}max$ est très proche de celui qu'ils mesurent afin d'éviter des erreurs systématiques dans la détermination du Q_{β}.

A partir de leurs résultats encourageants, de nombreux groupes plus précisement ceux de Brookhaven et Argonne se mirent à utiliser cette méthode pour faire des mesures de masse. Certains de ces groupes sont cités dans le tableau III.1. Ils ont travaillé dans les conditions suivantes :

- les différents noyaux radioactifs qu'ils étudient sont produits par réactions nucléaires. Les particules β émises lors des désintégrations sont détectées en général par des plastiques scintillants et les γ par des Ge(Li). Certains groupes détectent simultanément les β à l'aide d'un germanium intrinsèque et d'un plastique afin de vérifier leurs résultats par deux mesures indépendantes. Les détecteurs utilisés sont placés à proximité du collecteur dans le but d'optimiser l'efficacité géométrique.

α : facteur d'étirement

NO : facteur de normalisation

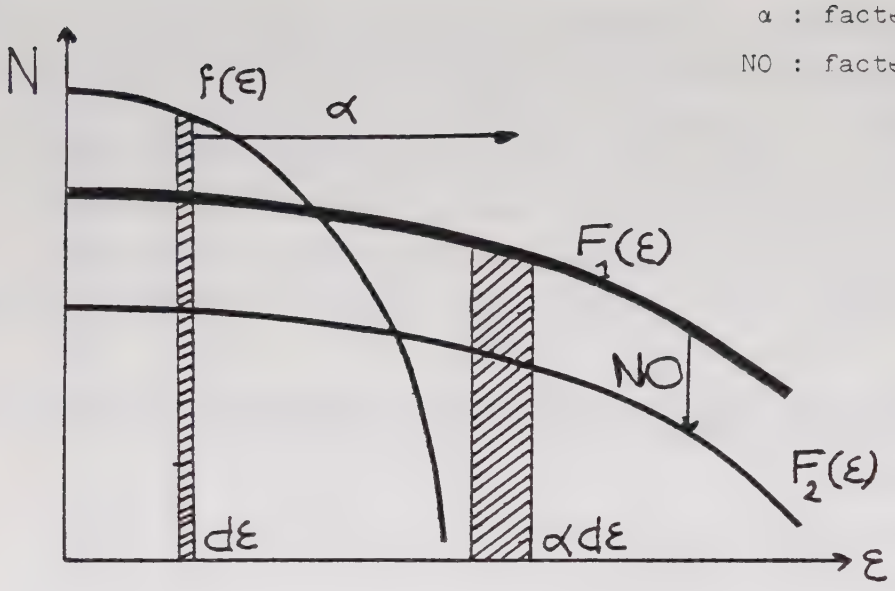


Fig. 8 : Représentation schématique de la transformation qui consiste à partir d'un spectre de référence $f(\xi)$ à reproduire un spectre 8 quelconque. Le spectre $f(\xi)$ est transformé en $F_1(\xi)$ à l'aide d'une affinité parallèle à l'axe des abscisses et de rapport α. Cette transformation se fait tout en maintenant constant le nombre de coups, c'est-à-dire la surface totale du spectre et permet d'obtenir à partir de la zone $d\xi$ de $f(\xi)$ une zone homologue $\alpha d\xi$ appartenant au spectre $F_1(\xi)$. Cette zone $\alpha d\xi$ est alors normalisée par un coefficient NO afin de reproduire le domaine à lisser du spectre expérimental.

Références	E^{β}_{max} à mesurer (MeV)	Domaine de valeurs de E^{β}_{max} utilisées comme points d'étalonnage (MeV)	Plage de variation du rapport d'affinité	Incertitude ΔE_{β} sur les résultats obtenus (keV)
[PAR77]	2.0 à 3.0	1.5 à 4.0	0.5 à 1.6	± 100
[DAV78]	5.0 à 6.0	2.0 à 4.5	0.7 à 1.6	± 100
[HAU79]	4.0 à 7.0	2.0 à 7.4	0.3 à 1.0	± 100 à ± 200
[DAV79]	9.0	7.0 à 12.56	0.9 à 1.7	± 26
[JAC81]	3.0 à 6.0	1.4 à 4.0	0.5 à 1.45	± 100 à ± 300

Tableau III.1 : Quelques exemples d'utilisation de la méthode d'analyse de la forme des spectres pour la détermination des valeurs de Q_{β}.

- Tous ont fait appel à une bonne connaissance du schéma de désintégration pour arriver à partir de coïncidences β-γ à étudier séparément les différentes voies β.

- Les points d'étalonnage sont évidemment choisis dans la gamme d'énergie des E^{β}_{max} qu'on désire atteindre. Ils proviennent tous d'isotopes connus qui ont été produits au cours de la réaction nucléaire, afin d'éviter le risque d'erreurs supplémentaires sur le rapport d'affinité.
L'étalonnage en énergie du détecteur β, fait à l'aide de ces différents points dont le E^{β}_{max} est connu, permet de constater une variation linéaire du rapport d'affinité en fonction de l'énergie maximale des électrons, hypothèse qui est à la base de la simplicité de cette méthode.
Les mesures de Q_{β} déduites de ces droites d'étalonnage sont obtenues avec des précisions assez bonnes (tableau III.1).

La colonne 4 du tableau III.1, qui montre la variation du rapport d'affinité pour les points de l'étalonnage choisis, permet de constater que ces coefficients sont compris dans l'intervalle [0.3,2]. Comme l'a fait d'ailleurs remarquer un des auteurs [PAR77], la linéarité de la courbe

d'étalonnage n'est pas forcément vérifiée pour des rapports d'affinité très faibles, qui correspondent à des E^{β}_{max} faibles. En effet, dans le cas de faibles énergies β, les erreurs systématiques telles que l'énergie perdue par les électrons entre la source et le détecteur et leur rétrodiffusion influent beaucoup sur la forme du spectre β et par conséquent sur le E^{β}_{max}.

On note également, d'après le tableau III.1, qu'un de ces groupes [DAV79] a fait des mesures d'énergie sur une gamme plus élevée, qui lui ont permis de vérifier une linéarité entre les rapports d'affinité et des E^{β}_{max} variant de 7 MeV à 12.6 MeV. La méthode utilisée est toujours basée sur les deux paramètres libres qui sont le rapport d'affinité et le coefficient de normalisation. Mais, au lieu d'une comparaison point par point entre le spectre de référence et les spectres β, c'est plutôt une comparaison entre les fonctions de formes analytiques ajustées indépendamment aux deux spectres expérimentaux. La fonction analytique utilisée est :

$$No\ S(x) = No\ (a + bx + x^2)(x - x_o)^2$$

où N_o = coefficient de normalisation

x = numéro de canal

a, b, x_o = trois paramètres inconnus déterminés à partir du spectre de référence et fixes pour toutes les autres analyses. Les lissages se font essentiellement sur la partie haute énergie du spectre β et la précision obtenue sur le Q_{β} est assez spectaculaire (tableau III.1).

4) Conclusion

Des mesures d'énergie de désintégration Q_{β} ont déjà été entreprises pour les isotopes de Na de la masse 26 à 29 [Kla69, Roe74]. Les β émis au cours de la désintégration de ces différents isotopes étaient détectés par un télescope et les spectres obtenus analysés à l'aide de la méthode de la "droite de Kurie". Cette méthode a permis d'obtenir pour les ^{26}Na et ^{27}Na des valeurs de masse satisfaisantes à cause de la pureté et de la bonne statistique des spectres β.

Par contre, pour les ^{28}Na et ^{29}Na, l'alimentation directe par radioactivité β aussi bien du fondamental que des niveaux excités aurait demandé une décomposition de la "droite de Kurie" en différentes composantes.

L'impossibilité de la réaliser, dûe en partie à l'absence de coïncidences β-γ n'a permis d'obtenir que des limites pour les valeurs de Q_β.

Dans la présente étude, on a choisi, étant donné les résultats encourageants décrits au paragraphe III.3.3, de déterminer les Q_β par la méthode qui consiste à analyser la forme des spectres β. Ces analyses ont été effectuées à l'aide d'un programme "QBETA" mis au point par un groupe d'Orsay [DEL80, JAC81]. Il est inséré dans le programme de dépouillement MIRANDOL utilisé sur les consoles 3270 de l'IBM 370 à Ariel.

A la différence des utilisations précédentes de cette méthode, on désire faire des mesures d'énergie de l'ordre de 16 MeV. Afin de déterminer ces Q_β élevés, la courbe d'étalonnage doit s'étendre le plus haut possible en énergie. Des spectres β avec des E^β_{max} élevés sont donc nécessaires. Ils correspondent à l'alimentation en β d'un niveau bas du noyau fils ce qui donne lieu le plus souvent à des spectres à plusieurs composantes. Le programme utilisé permet dans ce cas de tenir compte des différentes alimentations I_β ainsi que des énergies des niveaux atteints qui entrent dans la composition des spectres à analyser.

On verra que la précision qu'on peut espérer atteindre pratiquement est de l'ordre de 500 keV pour les noyaux très exotiques étudiés, étant donné la faible statistique des spectres à analyser et la connaissance parfois limitée des schémas de désintégration.

C H A P I T R E IV

DEPOUILLEMENT ET ETALONNAGE EN ENERGIE

IV.1 - CLASSEMENT

Les bandes constituées au CERN contiennent des événements à quatre paramètres : TEV, E_β, E_γ, TAC (chap. II). On désire à partir de ces paramètres constituer des spectres bidimensionnels (E_β, E_γ) afin de déterminer les spectres d'énergie des β en coïncidence avec des raies E_γ particulières. Pour constituer ces spectres bidimensionnels, on impose des conditions sur les paramètres TAC et TEV.

La première condition porte sur le signal TAC et permet d'éliminer les coïncidences fortuites (fig. 9).

La deuxième condition porte sur le paramètre TEV et consiste, en tenant compte des différentes périodes radioactives du Na et de ses descendants, à se limiter à des intervalles de temps ΔTEV correspondant à l'activité maximum afin d'améliorer le rapport signal sur bruit des spectres. Ainsi, on est amené à constituer plusieurs spectres bidimensionnels (E_β, E_γ) : ceux correspondant à des valeurs de TEV courtes favorisent les raies E_γ du Na, tandis que pour les valeurs de TEV longues, on observe essentiellement les raies des descendants.

La figure 10 montre l'évolution en fonction du temps (paramètre TEV) des coïncidences βγ observées à la masse 30. On remarque que la période apparente donnée par le début du spectre est supérieure à la période réelle du ^{30}Na. Cette différence s'explique par le temps de diffusion fini des ions dans la source, temps qui les fait arriver au collecteur de façon non instantanée. Le spectre TEV est en fait une convolution de la courbe de diffusion et de celle de la décroissance radioactive.

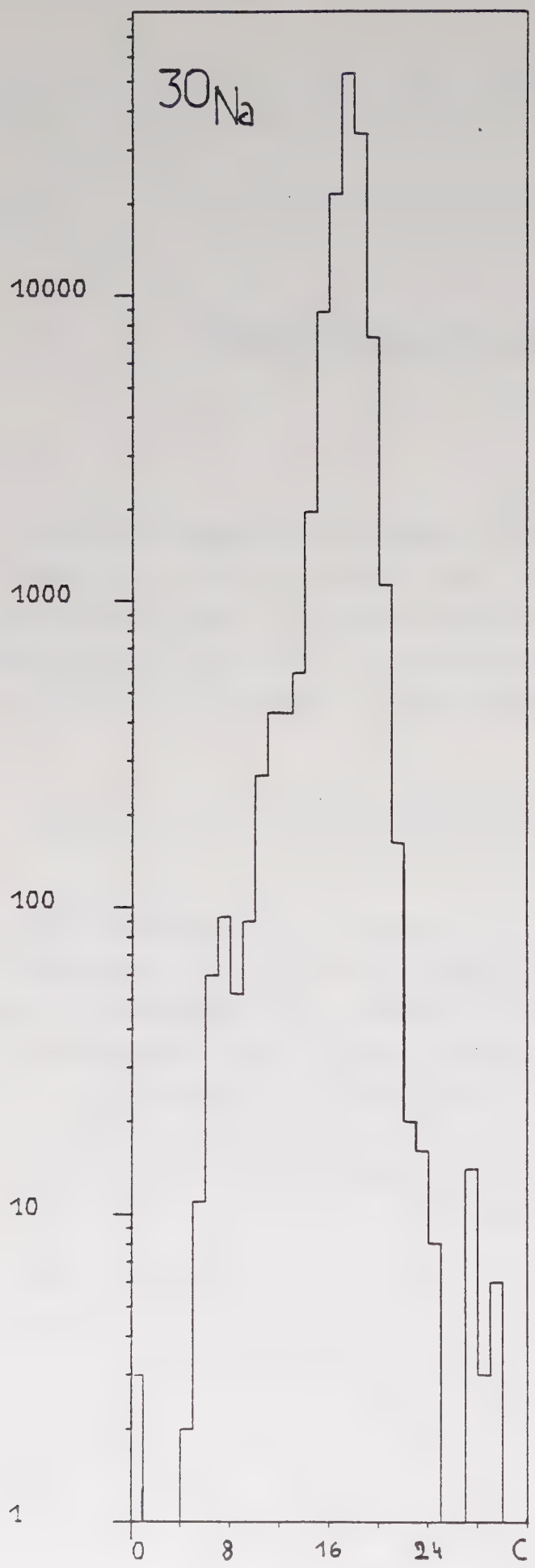


Fig. 9 : Signal TAC de coïncidences β-γ pour les événements de désintégration observés après collection du ^{30}Na. Une fenêtre sur ce spectre permet d'éliminer les coïncidences fortuites, et de réaliser des coïncidences de quelques nanosecondes.

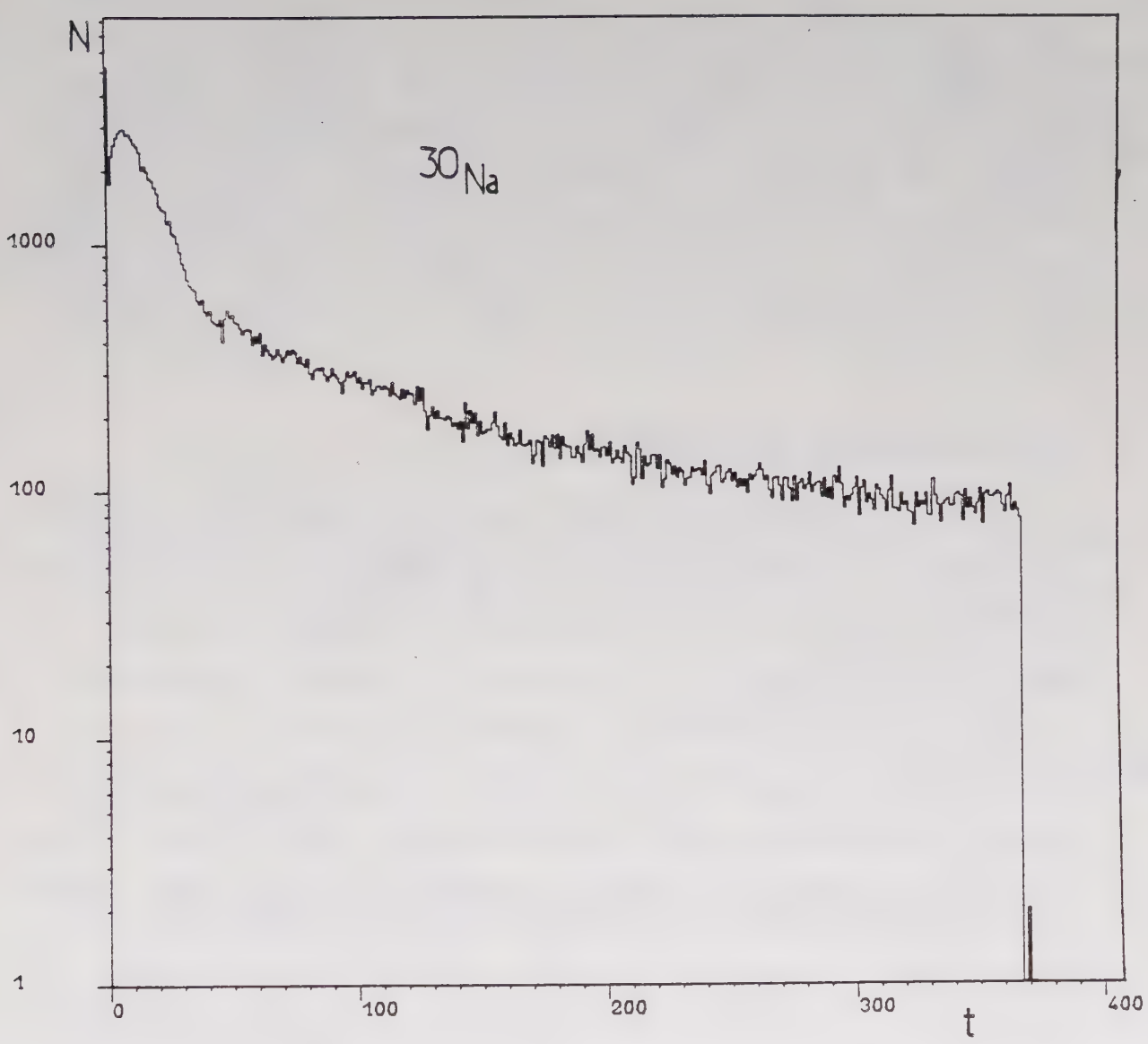


Fig. 10 : Evolution au cours du temps des coïncidences β-γ observées lors de la collection du ^{30}Na. Les canaux en abscisse sont convertis en temps exprimés en ms (8ms/c) et l'origine t=0 correspond au passage du faisceau.

Le choix des fenêtres à mettre sur ces différents paramètres étant fait, un programme catalogué en bibliothèque à ARIEL permet la constitution des spectres bidimensionnels (E_β, E_γ).

Ces deux paramètres E_γ et E_β sont définis avec des dimensions de 4096 et 512 canaux respectivement, bien qu'ils soient écrits sur bande à l'aide de 12 bits. En effet, on estime que 4096 canaux sont nécessaires et suffisants pour le paramètre γ afin d'obtenir une bonne précision en énergie. Les spectres β par contre sont des spectres continus. Si leurs formes étaient trop étirées, on aurait une faible information par canal, si par contre elles étaient trop compressées, on perdrait trop d'informations sur le spectre. On a estimé que 512 canaux est un compromis raisonnable pour les spectres β.

IV.2 - CONSTITUTION DES SPECTRES β

Afin de réaliser un étalonnage en énergie du détecteur E, le choix des spectres β à constituer lors du dépouillement s'est fait en cherchant à satisfaire autant que possible aux critères suivants :

- un grand E^{β}_{max}
- une bonne statistique.

Le premier critère qui est particulier à notre dépouillement doit permettre de faire des mesures d'énergie élevées. Les spectres β qui présentent cet avantage sont mesurés en coïncidence avec des raies γ issues d'un niveau E^* assez bas. Ce sont donc la plupart du temps, des spectres correspondant à plusieurs transitions β avec des E^{β}_{max} différentes. Ces différentes énergies maximum appartiennent aux transitions β peuplant des niveaux excités du noyau fils et qui se désexcitent vers le niveau E^* considéré. Comme on l'a déjà souligné (chap.III), le programme utilisé permet au cours de l'analyse de tels spectres de tenir compte des différentes transitions β.

Les raies issues de niveaux d'énergie d'excitation basse ont en général un I_γ élevé et permettent d'obtenir des spectres β avec un grand E^{β}_{max} à condition bien sûr que le Q_β de la désintégration soit élevé. Mais, dans

le cas d'énergie Q_β élevées, qui sont obtenues pour les désintégrations des noyaux très exotiques, il est difficile de constituer des spectres β avec une bonne statistique. En effet, le faible taux de production pour les noyaux très riches en neutrons [Thi78] limite énormément la statistique des spectres.

On note cependant que certaines désintégrations présentent l'avantage d'avoir une transition β très importante vers un niveau bas d'excitation donnée du noyau fils. Le spectre obtenu est alors un spectre pur étant donné les alimentations β négligeables des niveaux supérieurs et il possède une bonne statistique. Le spectre de référence utilisé dont le E^{β}_{max} est de l'ordre de 8 MeV a été choisi dans ces conditions. C'est celui du ^{27}Na en coïncidence avec la raie γ issue du niveau à 0.985 MeV reçevant une alimentation directe en β de l'ordre de 84% [GUI82].

Le programme utilisé pour la réalisation des spectres β consiste à faire une projection sur l'axe γ des spectres bidimensionnels (E_β, E_γ) constitués lors du classement. Une visualisation possible de cette projection sur un écran facilite la mise de fenêtres sur les raies E_γ choisies à l'aide d'un marqueur. Un fond défini par une zone voisine de la raie considérée est également sélectionné afin de soustraire le fond Compton des raies γ d'énergie plus élevée. Les spectres β obtenus sont mis en mémoire dans le but de les tracer et de les analyser à l'aide du programme "QBETA" (chap.III).

IV.3 - ETALONNAGE DES RAPPORTS D'AFFINITE EN FONCTION DES E^{β}_{max}

Pour pouvoir exploiter les spectres β obtenus, il faut faire face à différents problèmes.

IV.3.1 - Faible statistique des spectres β

Plus on s'éloigne de la vallée de stabilité, plus la production des noyaux riches en neutron est faible. Il était donc difficile devant ce faible taux de production d'obtenir des spectres avec une statistique suffisante surtout à partir de la masse 30.

On a cherché à résoudre ces problèmes de statistique dans le but d'atteindre des rapports d'affinité avec des barres d'erreurs raisonnables.

a) Fenêtre sur le E_γ + Compton

Un photon qui intéragit avec la matière peut céder aux électrons toute son énergie ou une partie seulement de son énergie. L'arrivée de photons d'énergie E_γ dans le Ge(Li) se traduit donc par deux signatures différentes, qui sont le pic photoélectrique et le spectre continu Compton à plus basse énergie. Elles ont la même origine et sont donc en coïncidence avec les mêmes particules β. Pour améliorer la statistique des spectres, on a constitué à chaque fois qu'il a été possible, un spectre en sélectionnant les β en coïncidence aussi bien avec le pic E_γ que le fond Compton correspondant.

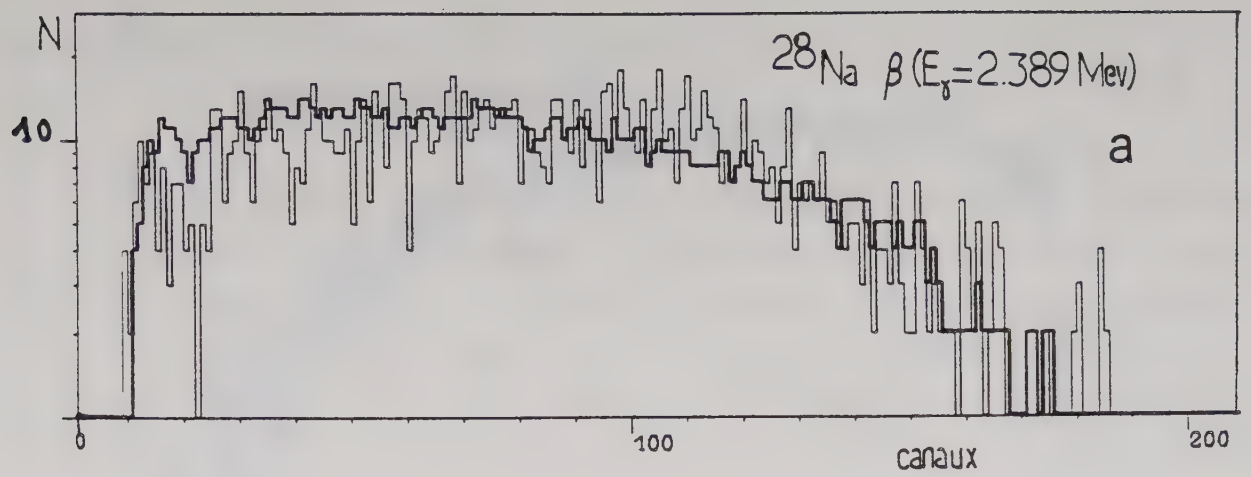
Les figures 11 et 12 montrent à titre d'exemple, l'application de ce procédé au spectre β du ^{28}Na correspondant à la coïncidence avec la raie E_γ = 2.389 MeV. Ce spectre est noté ^{28}Na β (E_γ = 2.389 MeV). Les rapports d'affinité ainsi que les incertitudes obtenus pour les exemples traités au cours du dépouillement sont présentés dans le tableau IV.1.

Isotopes	E_γ(MeV)	Rapports d'affinité
^{27}Na	1.698	0.86 ± 0.1
	1.698 + Compton	0.83 ± 0.03
^{28}Na	2.389	1.25 ± 0.13
	2.389 + Compton	1.24 ± 0.04
^{28}Na	3.084 + 3.087	Très peu de coups
	3.084+3.087 + Compton	1.14 ± 0.08

Tableau IV.1

L'utilisation du spectre Compton montre donc des rapports d'affinité compatibles à l'intérieur des barres d'erreur ainsi qu'une amélioration des incertitudes.

On remarque même, dans le cas du ^{28}Na β (3.084 + 3.087), que le fait de prendre en compte le fond Compton permet l'exploitation de spectres β qui ne sont pas exploitables en n'utilisant que le pic photoélectrique . On peut ainsi obtenir des points supplémentaires pour l'étalonnage.



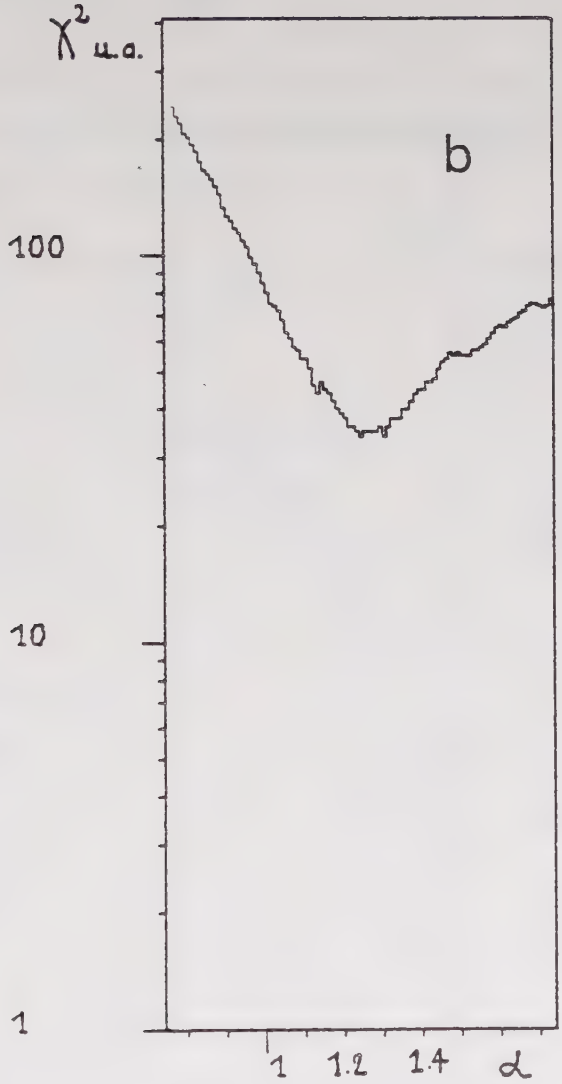
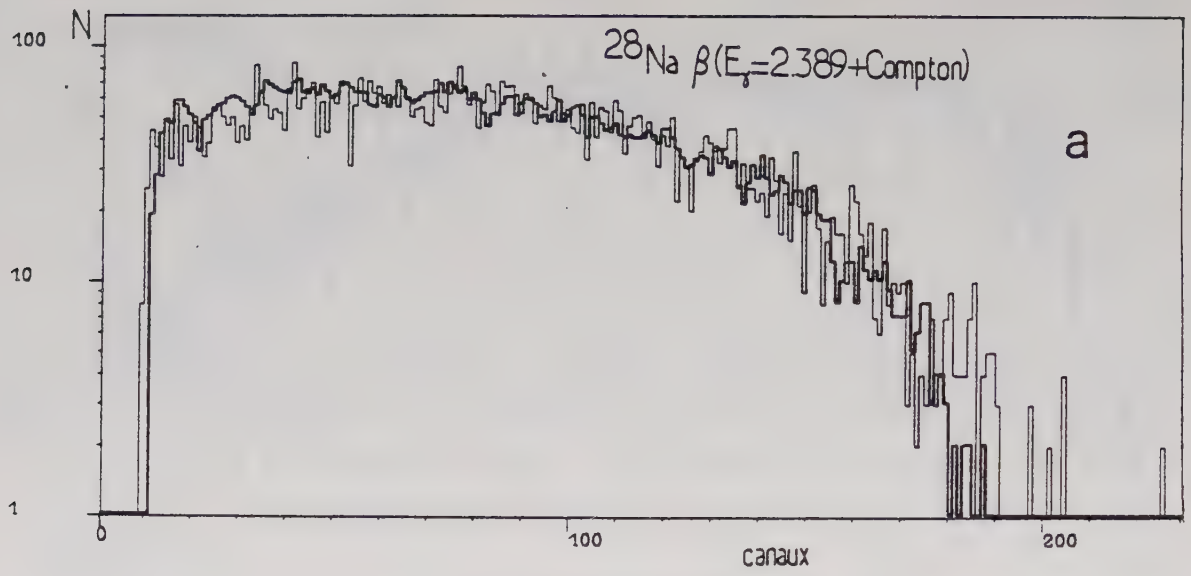


Fig. 11 : Analyse du spectre β en coïncidence avec la raie à 2.389MeV du ^{28}Na.

a) Le spectre en trait fort correspond au spectre de référence transformé par une affinité afin de reproduire le spectre expérimental représenté en trait fin.

b) La courbe χ^2 en fonction du rapport d'affinité α correspond à l'analyse pour une alimentation directe en β du niveau à 3.863 MeV du ^{28}Mg conformément au schéma de désintégration proposé par [GUI82].



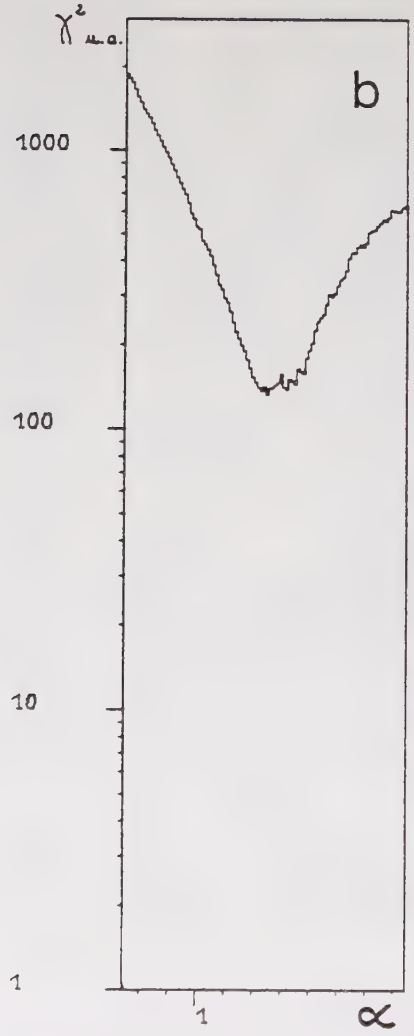


Fig. 12 : Analyse du spectre β en coïncidence aussi bien avec le pic E_γ=2.389 MeV du ^{28}Na que le fond Compton correspondant.

a) Le spectre en trait fort correspond au spectre de référence transformé par une affinité afin de reproduire le spectre expérimental représenté en trait fin.

b) La courbe χ^2 en fonction du rapport d'affinité α correspond à l'analyse conformément au schéma de désintégration proposé par [GUI82].

b) Compression des spectres β

Malheureusement, il n'est pas toujours possible à partir d'un spectre γ d'exploiter cette possibilité du fond Compton parce que celui-ci est en général composite. Lors du lissage des spectres β à faible statistique, le degré de liberté du rapport d'affinité est très grand. Il en résulte une grande incertitude sur ce rapport. Pour essayer d'améliorer ces barres d'erreur, on a compressé les spectres afin d'augmenter la statistique par canal. Mais pour ne pas perdre trop d'informations, on se limite à une compression d'un facteur 4. Le spectre de référence est évidemment compressé à la même échelle.

Un exemple de l'application de ce procédé à un spectre à faible statistique est montré par les figures 13 et 14. Certains résultats sont présentés dans le tableau IV.2.

Isotopes	E_γ (MeV)	Rapports d'affinité Spectres β sur	
		512 canaux	128 canaux
^{27}Na Bonne statistique	0.985	0.91 ± 0.02	0.92 ± 0.02
^{27}Na faible statistique	0.985	0.89 ± 0.09	0.89 ± 0.03
^{27}Na	1.698	0.86 ± 0.1	0.85 ± 0.04
^{28}Na	3.084+3.087 + Compton	1.14 ± 0.08	1.17 ± 0.06
^{28}Na	2.389	1.25 ± 0.13	1.28 ± 0.1

Tableau IV.2

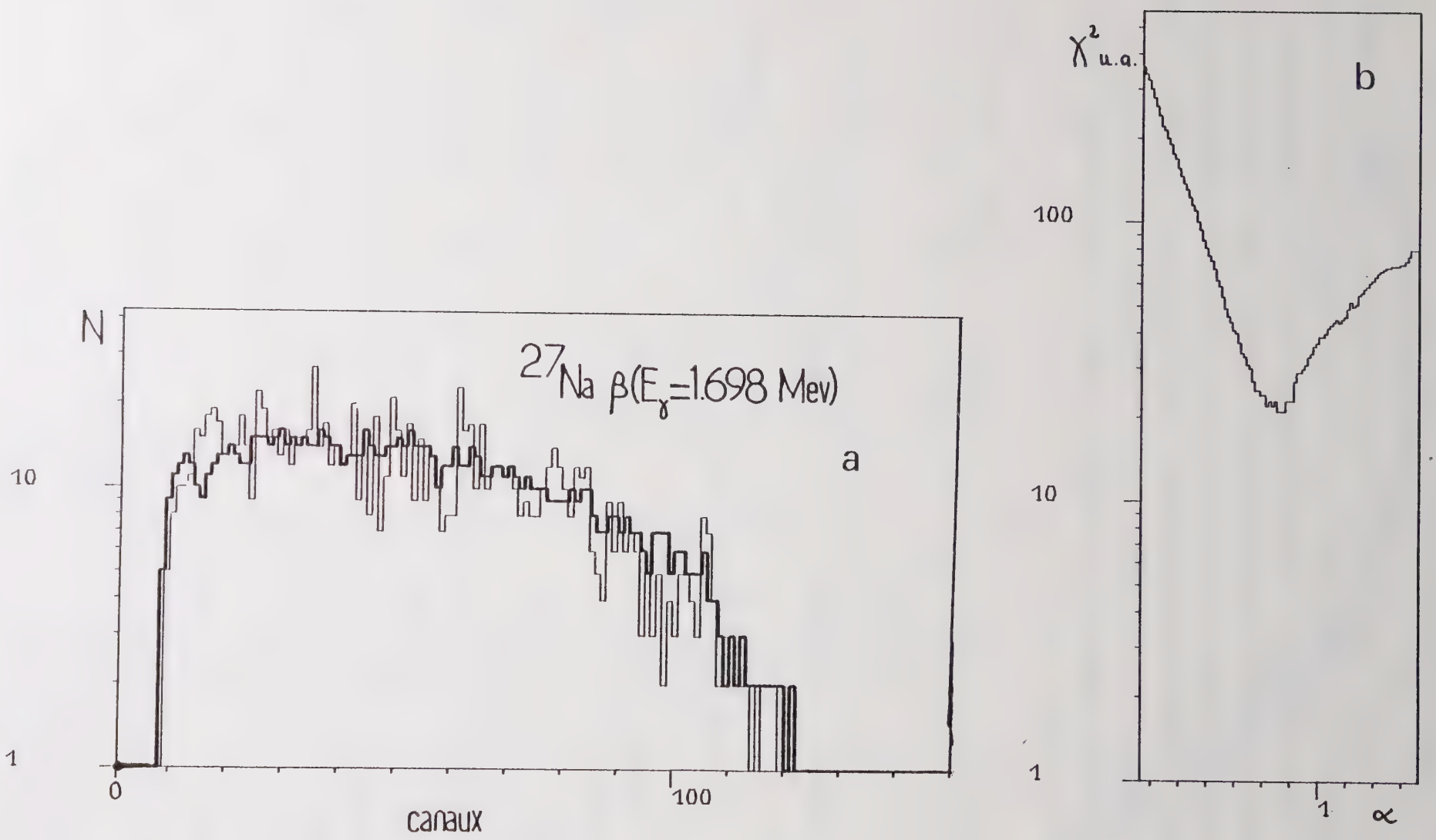
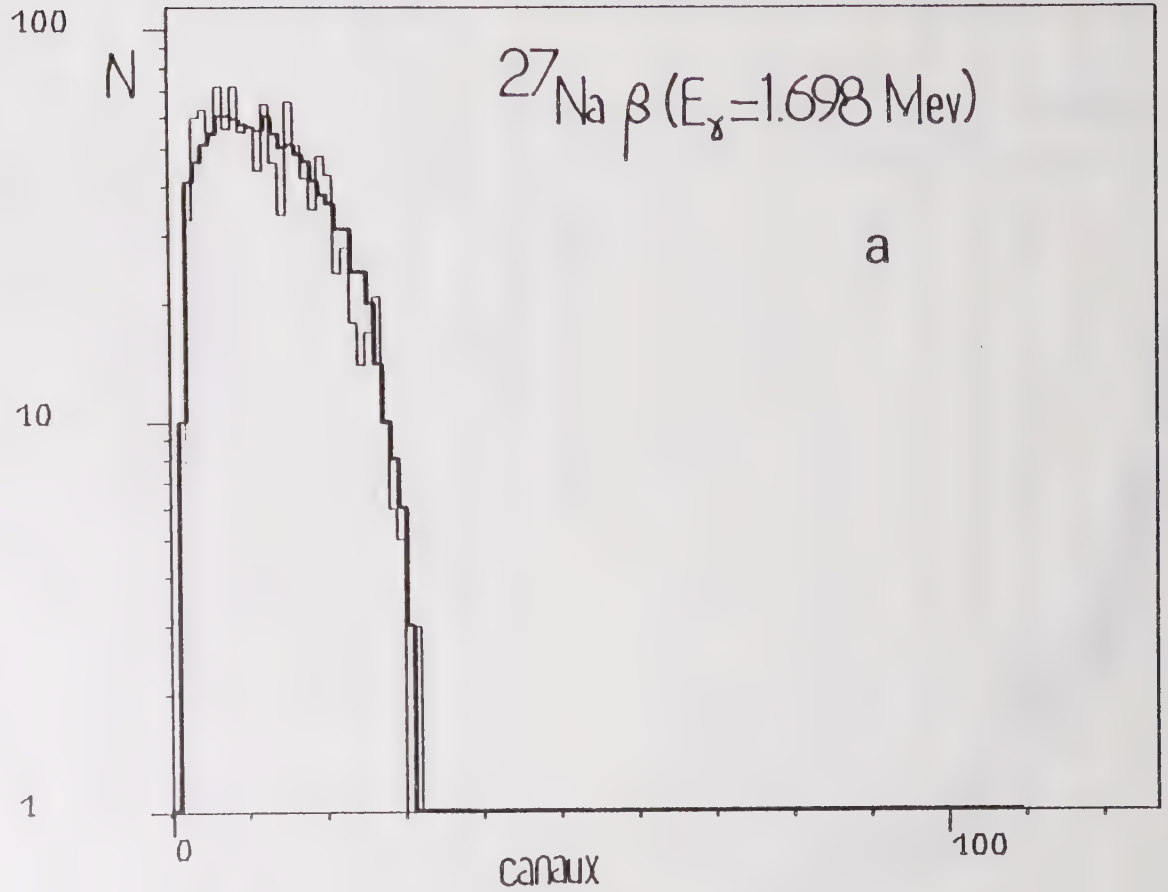


Fig. 13 : Analyse du spectre β en coïncidence avec la raie E_γ = 1.698 MeV du ^{27}Na.
a) Le spectre en trait fort correspond au spectre de référence transformé par une affinité afin de reproduire le spectre expérimental représenté en trait fin.
b) La courbe χ^2 en fonction du rapport d'affinité α correspond à l'analyse pour une alimentation directe en β du niveau à 1.698 MeV du ^{27}Mg conformément au schéma de désintégration proposé par [GUI82].



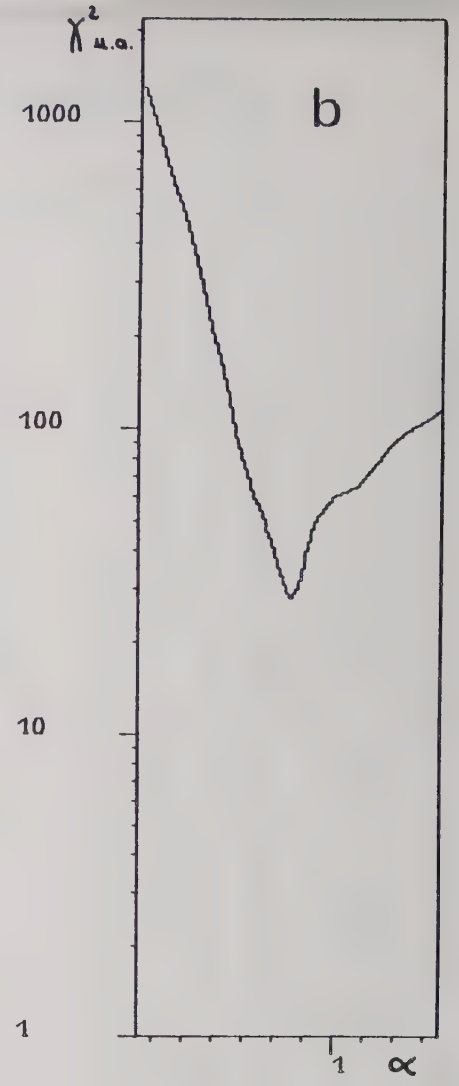


Fig. 14 : Analyse du spectre β en coïncidence avec la raie E_γ=1.698 MeV du ^{27}Na.
a) Le spectre en trait fin correspond au spectre expérimental de la figure 13 compressé d'un facteur 4. En trait fort, le spectre de référence également compressé est transformé par une affinité afin de reproduire le spectre expérimental.
b) La courbe χ^2 en fonction du rapport d'affinité α correspond à la même analyse que dans le cas de la figure 13. La distribution du χ^2 plus pointue que la précédente montre une meilleure précision sur le coefficient α.

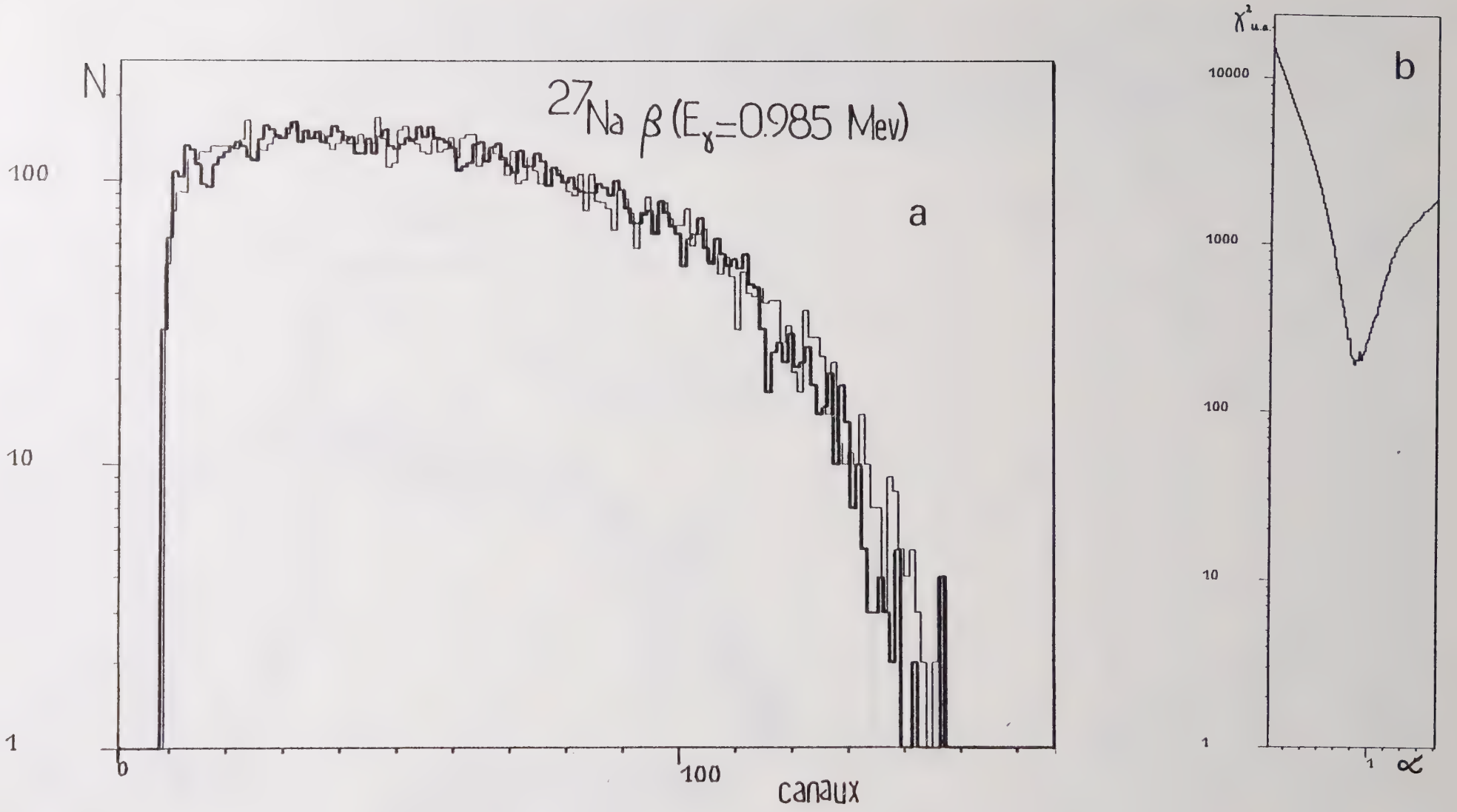


Fig. 15 : Analyse du spectre β en coïncidence avec la raie E_γ=0.985 MeV du ^{27}Na.
a) Le spectre en trait fort correspond au spectre de référence transformé par une affinité afin de reproduire le spectre expérimental représenté en trait fin.
b) La courbe χ^2 en fonction du rapport d'affinité α correspond à l'analyse pour une alimentation directe en β du niveau à 0.985 MeV du ^{27}Mg conformément au schéma de désintégration proposé par [GUI82]. La valeur minimum du χ^2 obtenue qui correspond à α différent de 1 montre une dérive entre les deux mesures faites sur la masse 27.

Ce tableau permet de remarquer que la compression d'un spectre ayant une très bonne statistique n'affecte en aucune façon le rapport d'affinité ainsi que la précision obtenue, ce qui est normal. Par contre, pour les spectres à faible statistique, on a une amélioration de l'incertitude sur les rapports d'affinité , les valeurs restant toujours compatibles à l'intérieur des barres d'erreur. Enfin, les tableaux IV.1 et IV.2 permettent de constater une compatibilité à l'intérieur des barres d'erreur entre les trois rapports d'affinité obtenus quelle que soit la méthode utilisée.

IV.3.2 - Dérives observées

Le dépouillement a permis de constater l'apparition d'une dérive du signal E_β pour les dernières mesures faites au cours de l'expérience et son évolution au cours du temps.

Cette dérive est évidente dans la comparaison du rapport d'affinité de deux spectres β(0.985) du ^{27}Na (fig. 15). Le spectre correspondant à la deuxième mesure faite sur la masse 27 est pris comme spectre de référence. Le spectre β (0.985) de la première mesure de la masse 27, comparé au spectre de référence doit donner théoriquement un rapport d'affinité égal à 1. Le rapport trouvé qui est de 0.91 ± 0.02 montre une dérive d'environ +10% entre les deux mesures. A la suite de ces constatations, le photomultiplicateur utilisé a été testé à nouveau au laboratoire, mais aucune dérive n'a été décelée. On se demande si la dérive du gain de ce photomultiplicateur observée pour les mesures faites au CERN, n'aurait pas été provoquée par l'humidité qui règne dans la salle où sont les détecteurs.

IV.3.3 - Grandes énergies E_β

La méthode de séparation sélective pour les alcalins (voir chapitre II) limite le choix d'isotopes pouvant servir à un étalonnage en énergie. On a donc utilisé uniquement les désintégrations connues des Na et de leurs descendants afin de réaliser un étalonnage. Parmi ces désintégrations, seule celle du ^{30}Na avec un Q_β élevé permet d'obtenir des spectres β à grands E^β_{max} de l'ordre de 15 MeV. Une étude approfondie de celle-ci est donc nécessaire afin de construire une courbe d'étalonnage utile. Elle s'est faite à partir du schéma de désintégration du ^{30}Na proposé par [GUI82]. Les raies γ utilisables sont présentées dans le tableau IV.3.

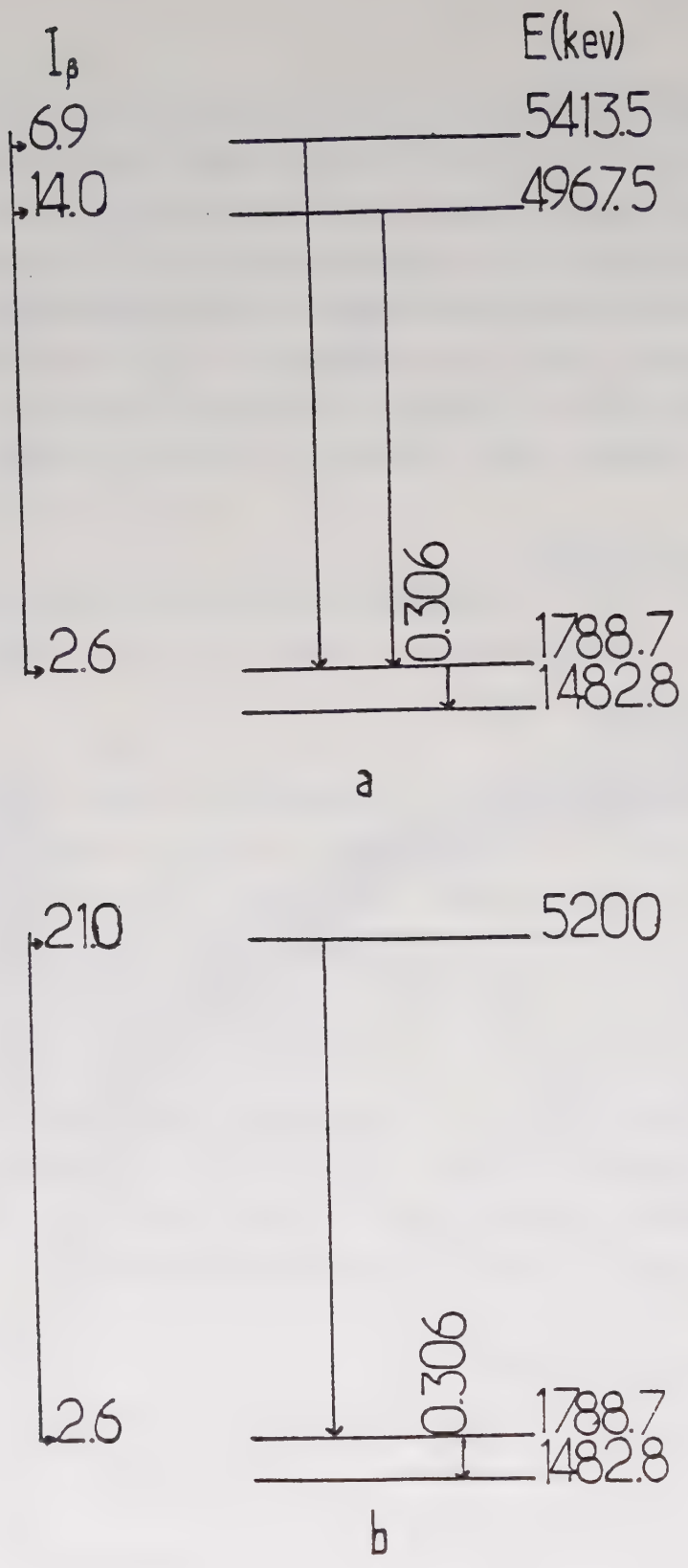


Fig. 16 : a) Schéma de désintégration partiel du ^{30}Na extrait de celui proposé par [GUI82]. Il montre les transitions β qui participent à l'alimentation du niveau de 1.788MeV du ^{30}Mg et qui sont donc en coïncidence avec la raie à 306keV. Une version simplifiée du a) en utilisant la proximité des deux niveaux supérieurs est représenté par b).

E_γ(MeV)	rapports d'affinité
0.306	1.84 ± 0.10
1.483	1.71 ± 0.12
4.967+5.021+5.094+5.413 + fonds Compton correspondants	1.45 ± 0.04

Tableau IV.3

Parmi les spectres β présentés dans le tableau IV.3, on s'est particulièrement intéressé au spectre en coïncidence avec la raie E_γ=0.306 MeV. Il a l'avantage d'être un spectre assez simple bien que composite avec un E^{β}_{max} de l'ordre de 15 MeV. Le schéma de désintégration qui a permis l'analyse de ce spectre est représenté par la figure 16a. On remarque, étant donné la proximité des deux niveaux qui alimentent celui à 1.788 MeV dont est issue la raie E_γ=306 keV, qu'une simplification de ce schéma de désintégration est possible (fig. 16b). L'analyse du spectre β(0.306) dans les deux cas, permet de constater que cette approximation n'affecte en aucune façon les rapports d'affinité (tableau IV.4).

$^{30}Na(\beta^+)^{30}Mg$: β (0.306) rapport d'affinité	
1.84 ± 0.1	en tenant compte de 3 composantes dans le spectre
1.85 ± 0.09	en tenant compte de 2 composantes dans le spectre

Tableau IV.4

A partir du spectre β(0.306) et du schéma de désintégration de la figure 16b, on a cherché à voir quelle était l'influence des pourcentages d'alimentation I_β des deux niveaux sur le rapport d'affinité, et sur la

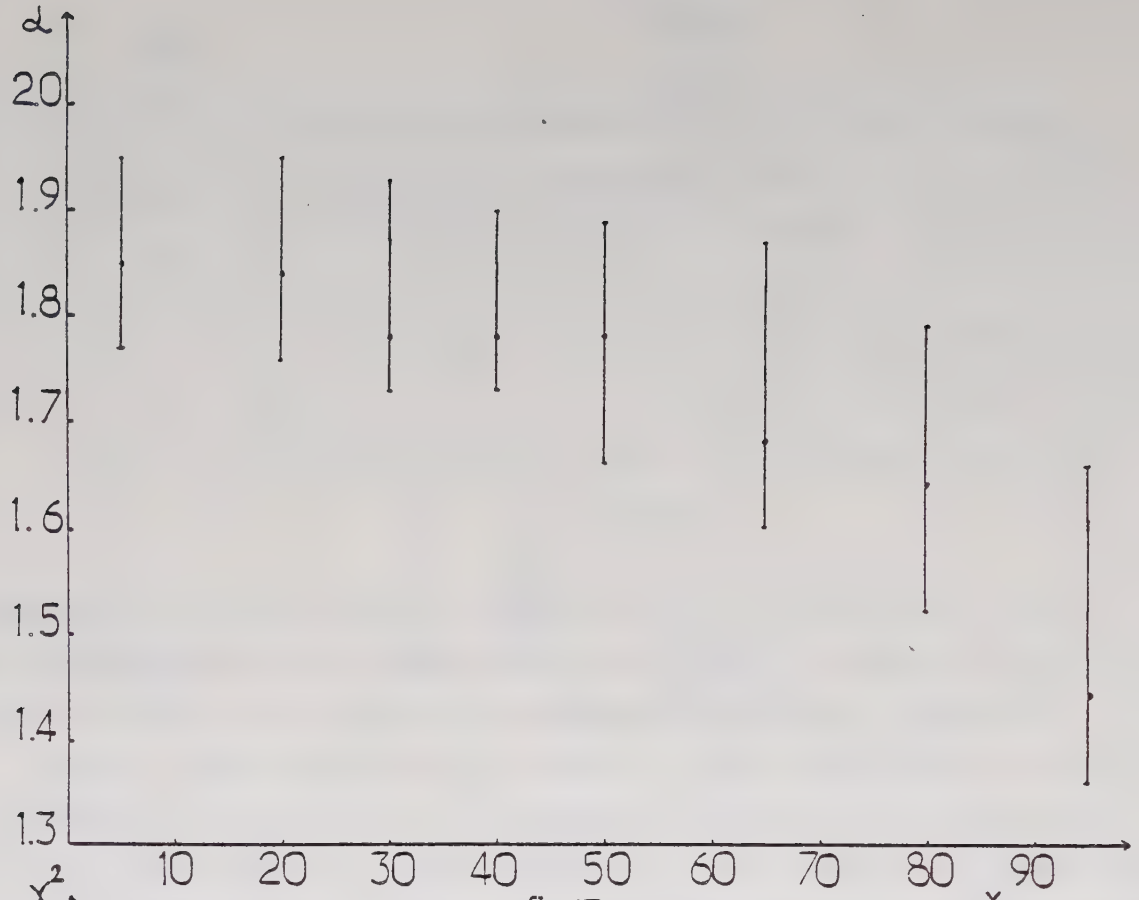


fig 17

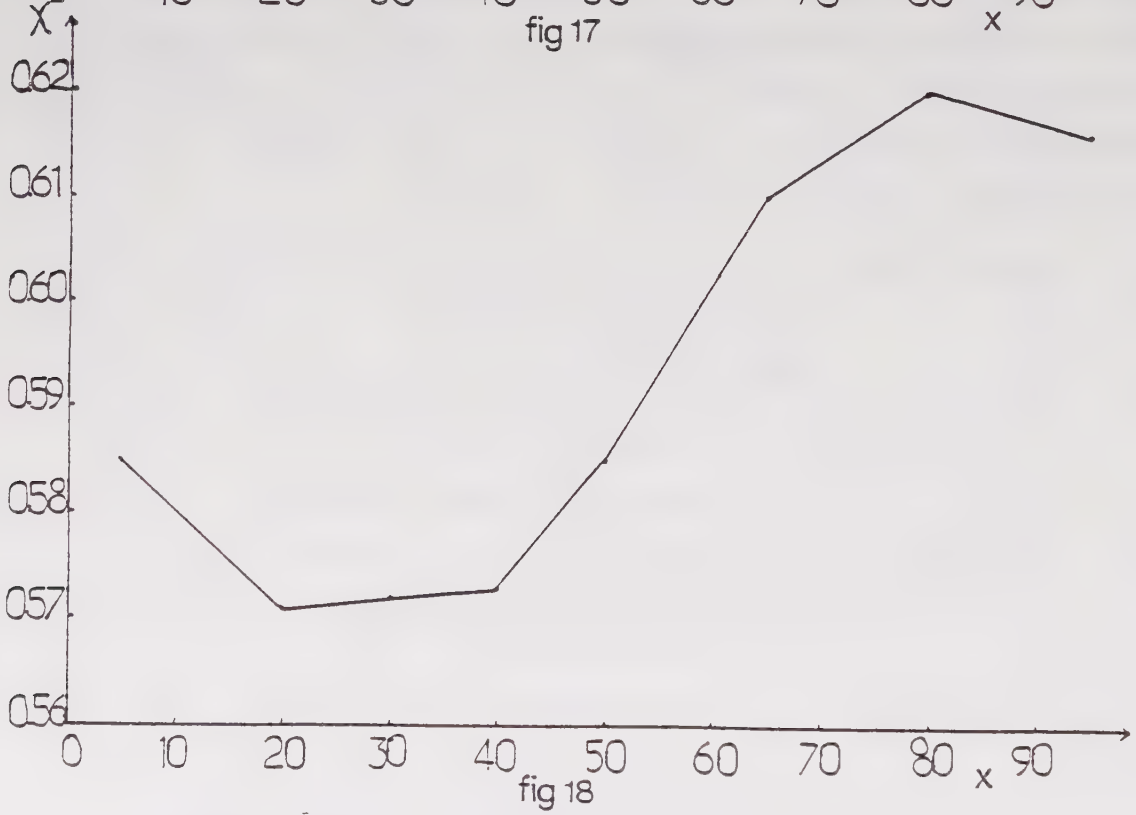


fig 18

Fig. 17 et 18 : Etude des effets de la connaissance du schéma de désintégration β du ^{30}Na sur le lissage des spectres β expérimentaux. On a fait arbitrairement varier le paramètre x qui mesure l'importance relative de l'alimentation directe par transition β du niveau à 1.788 MeV du ^{30}Mg par rapport à la transition β vers le niveau supérieur (voir fig. 16b). On constate (fig.17) que le rapport d'affinité α décroit avec x et que le χ^2 (fig.18) qui mesure la qualité du lissage atteint son minimum pour une valeur de x compatible avec les valeurs réelles des intensités I_β de [GUI82](voir fig.16).

qualité de l'analyse qui est mesurée par la valeur de χ^2. Les résultats obtenus sont représentés en fonction du pourcentage d'alimentation I_β du niveau à 1.788 MeV par les figures 17 et 18. La somme des pourcentages I_β est ramenée à chaque fois à 100.

On constate d'une part sur la figure 17 qu'une augmentation du I_β du niveau à 1.788 MeV se traduit comme prévu par une diminution du rapport d'affinité calculé. D'autre part, la figure 18 montre que le χ^2 minimum est obtenu pour un pourcentage I_β du niveau à 1.788 MeV de l'ordre de 30%. Cet accord qualitatif avec les valeurs de I_β proposées par le schéma de désintégration du ^{30}Na permet de remarquer qu'à partir d'une telle courbe facile à réaliser dans le cas d'un spectre β à deux composantes, il est possible d'estimer un ordre de grandeur des deux pourcentages I_β qui contribuent à la transition γ considérée.

IV.3.4. Etalonnage en énergie

A partir des Q_β connus des désintégrations des Na et de leurs descendants, et des différents rapports d'affinité trouvés à l'aide du programme "QBETA", il est possible de construire une courbe d'étalonnage. Les énergies de désintégration Q_β utilisées, déduites des différentes mesures d'excès de masse faites sur les isotopes choisis, sont présentées dans le tableau IV.5. Les schémas de désintégration qui ont permis ces analyses sont proposés par [GUI82].

Conformément à l'hypothèse de linéarité supposée par la méthode entre les rapports d'affinité et les E^β_{max} correspondants, une droite d'étalonnage est calculée par moindres carrés à partir des données présentées dans le tableau IV.6. Elle est représentée par la figure 19 sur laquelle différentes remarques peuvent être faites.

a) Les applications antérieures de cette méthode ont permis de vérifier une linéarité sur une gamme d'énergie assez réduite (chapitre III). C'est la première fois ici, qu'on essaie de l'appliquer et de vérifier une variation linéaire sur une gamme d'énergie étendue à des énergies allant jusqu'à 15 MeV. Ainsi, pour constater si la distribution théorique choisie qui est ici une droite rend compte ou non des résultats expérimentaux, un test de χ^2 ou test de Pearson a été effectué à partir des données du tableau IV.6.

A	Isotopes	Excès de masse (keV)	Références	Q_β(MeV)
25	Na	-9 357 ± 7	[Wap77]	3.834
	Mg	-13 190.8 ± 1.7	[Wap77]	
27	Na	- 5 620 ± 60	[Thi75]	8.965
	Mg	- 14 585,0 ± 1.4	[Wap77]	
28	Na	- 1 140 ± 80	[Thi75]	13.88
	Mg	- 15 016.4 ± 2.2	[Wap77]	
30	Na	8 370 ± 200	[Thi75]	17.13
	Mg	- 8 760 ± 55	[Pas78]	7.13
	Al	- 15 890 ± 40	[Wap77]	8.54
	Si	- 24 431.7 ± 0.9	[Wap77]	

Tableau IV.5

Valeurs des excès de masse des isotopes de Na et de leurs descendants.

N°	Isotopes	Transitions γ en coïncidence (MeV)	E^β_{max}(MeV)	rapports d'affinité
1	^{25}Na	1.612	2.222±0.007	0.22 ± 0.02
2	^{25}Na	0.975	2.858±0.007	0.28 ± 0.02
3	^{30}Al	2,236 + 3.084	5.04±0.04	0.56 ± 0.04
4	^{30}Mg	0.444	6.44±0.07	0.68 ± 0.03
5	^{27}Na	1.698 + Compton	7.26±0.06	0.83 ± 0.03
6	^{27}Na	0.985	7.98±0.06	0.91 ± 0.02
7	^{28}Na	3.084 + 3.087 + Compton	9.32±0.08	1.14 ± 0.08
8	^{28}Na	2.389 + Compton	10.01±0.08	1.24 ± 0.08
9	^{30}Na	4.967 + 5.021 + 5.094 + 5.413	12.03 ± 0.20	1.45 ± 0.04
10	^{28}Na	1.473	12.40 ± 0.08	1.44 ± 0.08
11	^{30}Na	0.306	15.34 ± 0.20	1.84 ± 0.1
12	^{30}Na	1.483	15.65 ± 0.20	1.71 ± 0.12

Tableau IV.6 : Rapports d'affinité et E^β_{max} correspondant qui ont servi à construire la droite d'étalonnage.

Lors des lissages, les canaux du début n'ont pas été pris en compte à cause des excès des coups à faible énergie β.

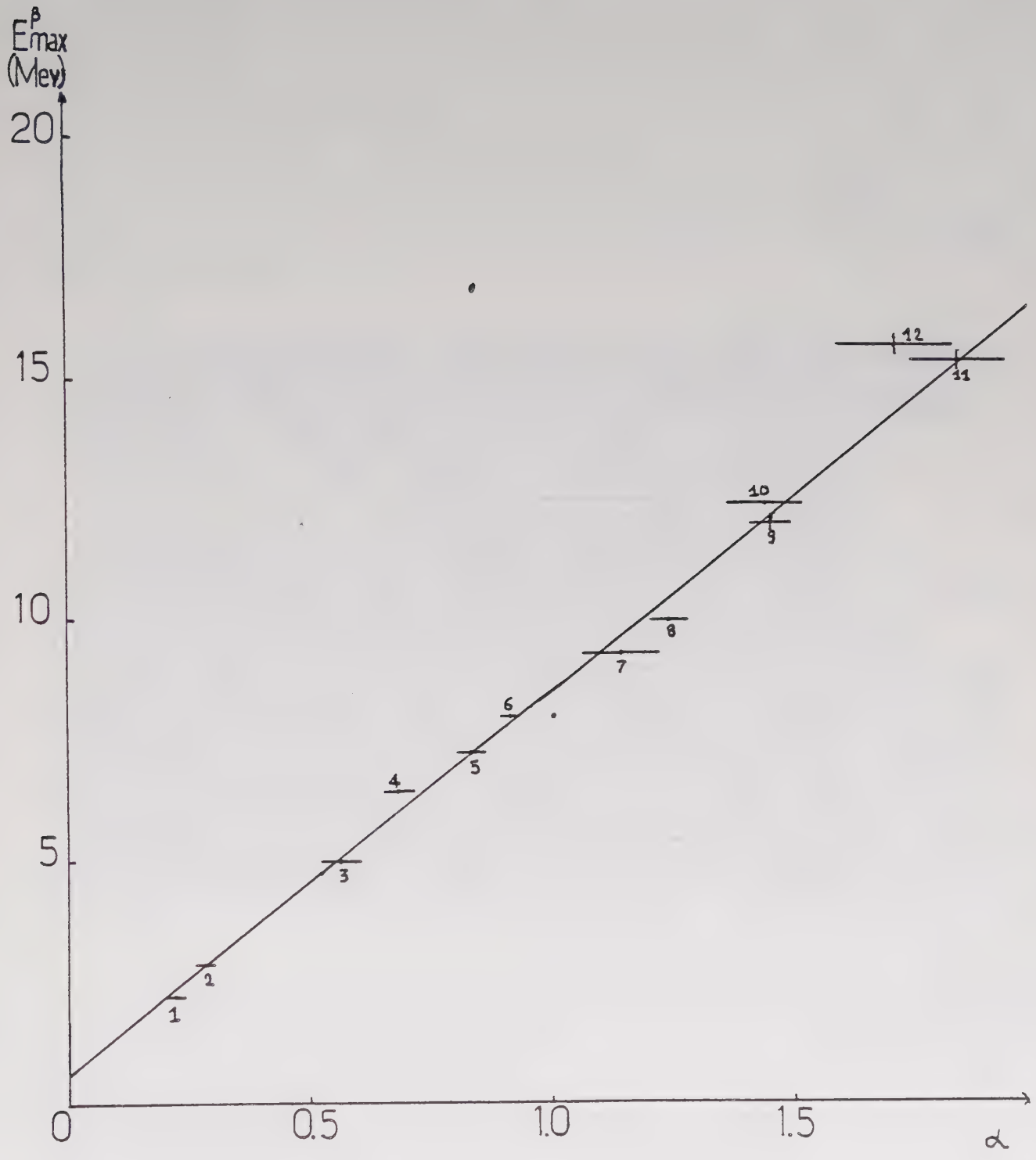


Fig. 19 : Droite d'étalonnage réalisée à partir de l'analyse par le programme "QBETA" de différents spectres β en coïncidence avec des raies E_γ correspondant aux désintégrations connues des isotopes de Na et de leurs descendants. Ces coïncidences numérotées correspondent aux désintégrations présentées dans le tableau IV.6 (voir texte).

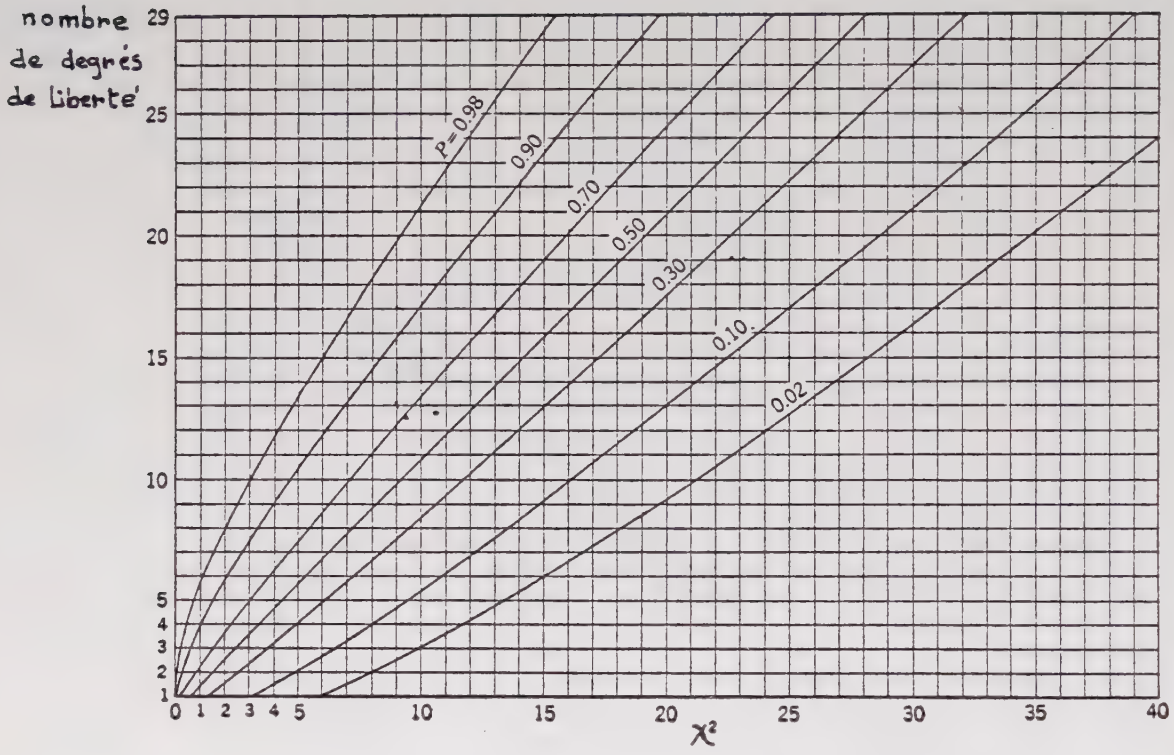


Fig. 20 : Courbes indiquant la probabilité d'obtenir une valeur de χ^2 supérieure à une valeur donnée, en fonction du nombre de degré de liberté. L'ajustement des résultats expérimentaux à la loi théorique est considéré comme correct si cette probabilité appartient à l'intervalle [0.1, 0.9] (réf. [EVA55]).

Il nous permet d'obtenir un paramètre χ^2 ainsi que le nombre de degré de liberté F à partir desquels il est possible d'évaluer une probabilité P comme le montre la figure 20. C'est la probabilité P pour que, si l'on recommence la série de mesures, on trouve un paramètre χ^2 supérieur à celui obtenu, c'est-à-dire une dispersion plus grande que celle obtenue. Elle est de l'ordre de 0.5 pour le test fait. On peut ainsi conclure que cette valeur de χ^2 est très probable et que la distribution linéaire choisie rend compte des résultats expérimentaux.

b) La droite d'étalonnage établie à l'aide des douze points du tableau IV.6 est obtenue avec des bonnes précisions sur les deux coefficients de l'équation qui est de la forme :

$$E^{\beta}_{max} = A\alpha + B \quad \text{avec exprimées en MeV} \qquad A = 8.064 \quad \Delta A = 0.200 \qquad B = 0.562 \quad \Delta B = 0.160$$

Ces précisions sont dûes essentiellement aux points expérimentaux situés vers 2 MeV et 8 MeV qui contraignent fortement la droite d'étalonnage. On est cependant conscient que pour les points 1 et 2 à faible énergie E^{β}_{max} de la figure 19, les erreurs systématiques telles que la perte d'énergie des électrons entre la source et le détecteur, leur dispersion et leur rétrodiffusion influent beaucoup sur la forme du spectre et par conséquent sur le E^{β}_{max}. On constate en effet que pour les spectres β correspondant à ces deux points, il est assez difficile par cette méthode de reproduire la totalité du spectre de façon satisfaisante. On reste donc conscient que les incertitudes obtenues sur les coefficients A et B sont illusoires.

Dans le cas des hautes énergies, étant données les grandes barres d'erreur obtenues sur les rapports d'affinité, on ne peut exclure une déviation de la courbe d'étalonnage par rapport à la variation linéaire observée.

Malgré ces remarques, on note cependant que l'erreur qui prédomine dans la détermination des valeurs de Q_{β} est essentiellement dûe à la faible statistique des spectres et par conséquent, à la précision sur les rapports d'affinité . En effet, une erreur sur les schémas de désintégration utilisés est peu probable. De plus, celle dûe à la droite d'étalonnage qui est de l'ordre de 500 keV pour les énergies élevées reste faible devant l'erreur qui provient de la statistique.

c) Enfin, on constate sur la figure 19, que le point 4 qui correspond au spectre β en coïncidence avec la raie E_γ = 0.444 MeV dûe à la désintégration du ^{30}Mg s'écarte d'environ 400 keV de la droite d'étalonnage. On s'est demandé si cet écart pouvait provenir d'une erreur de la mesure de la masse du ^{30}Mg par [Pas78]. Les trois événements observés dans la réaction ^{26}Mg(^{18}O,^{14}O)^{30}Mg pourraient correspondre en effet au premier état excité 2^+ et non au fondamental du ^{30}Mg. Dans ce cas, ce niveau 2^+ étant à 1.483 MeV, la valeur du E^{β}_{max} déduite lors du lissage du spectre β (0.444 MeV) doit être corrigée. La valeur obtenue qui est alors plus faible de 1.483 MeV par rapport à la précédente utilisée donne un point situé à 1 MeV de la droite d'étalonnage. Cet écart étant largement supérieur au précédent on peut donc conclure que le niveau vu par [Pas78] correspond bien au fondamental du ^{30}Mg.

CHAPITRE V

RESULTATS EXPERIMENTAUX

On désire mesurer les excès de masse encore inconnus des descendants de Na très riches en neutrons. La connaissance jusqu'à la masse 30 des excès de masse des isotopes de Na et de leurs descendants (tableau IV.4) ainsi que celle de leurs schémas de désintégrations [GUI82] a permis de réaliser un étalonnage assez élevé en énergie du détecteur β.

Notre analyse consiste, à partir de la droite d'étalonnage établie, à déterminer les énergies E^{β}_{max} des différents spectres β en coïncidence avec des raies E_γ associées aux désintégrations des ^{31}Na et ^{32}Na ainsi qu'à celles de leurs descendants. Ces déterminations effectuées à l'aide du programme "QBETA", permettent d'atteindre les énergies de désintégration à partir des E^{β}_{max} et des énergies d'excitation des niveaux du noyau fils peuplés par radioactivité β. Les excès de masse de ^{31}Mg et ^{32}Mg sont ainsi déduits des mesures de Q_β et de la connaissance des masses du noyau fils ou père selon les cas.

V.1. DETERMINATION DE L'EXCES DE MASSE DU ^{31}Mg

La connaissance des excès de masse de ^{31}Na [Thi75] et ^{31}Al [Goo73] offre deux possibilités pour atteindre la masse du ^{31}Mg. La première consiste, à déterminer l'énergie de désintégration Q_β correspondant à la transition β du fondamental du ^{31}Na au fondamental du ^{31}Mg. Cette possibilité n'a pas pu être exploitée, pour la raison principale que les raies E_γ intéressantes présentées par le schéma de désintégration du ^{31}Na ont une très faible intensité I_γ [GUI82]. La deuxième possibilité est la mesure de l'énergie de désintégration Q_β correspondant à la désintégration β du ^{31}Mg vers l'^{31}Al. L'analyse de différents spectres β en coïncidence avec des raies γ dûes à la désintégration du ^{31}Mg a permis d'atteindre cette énergie Q_β. Les spectres utilisés ont été compressés afin d'augmenter la

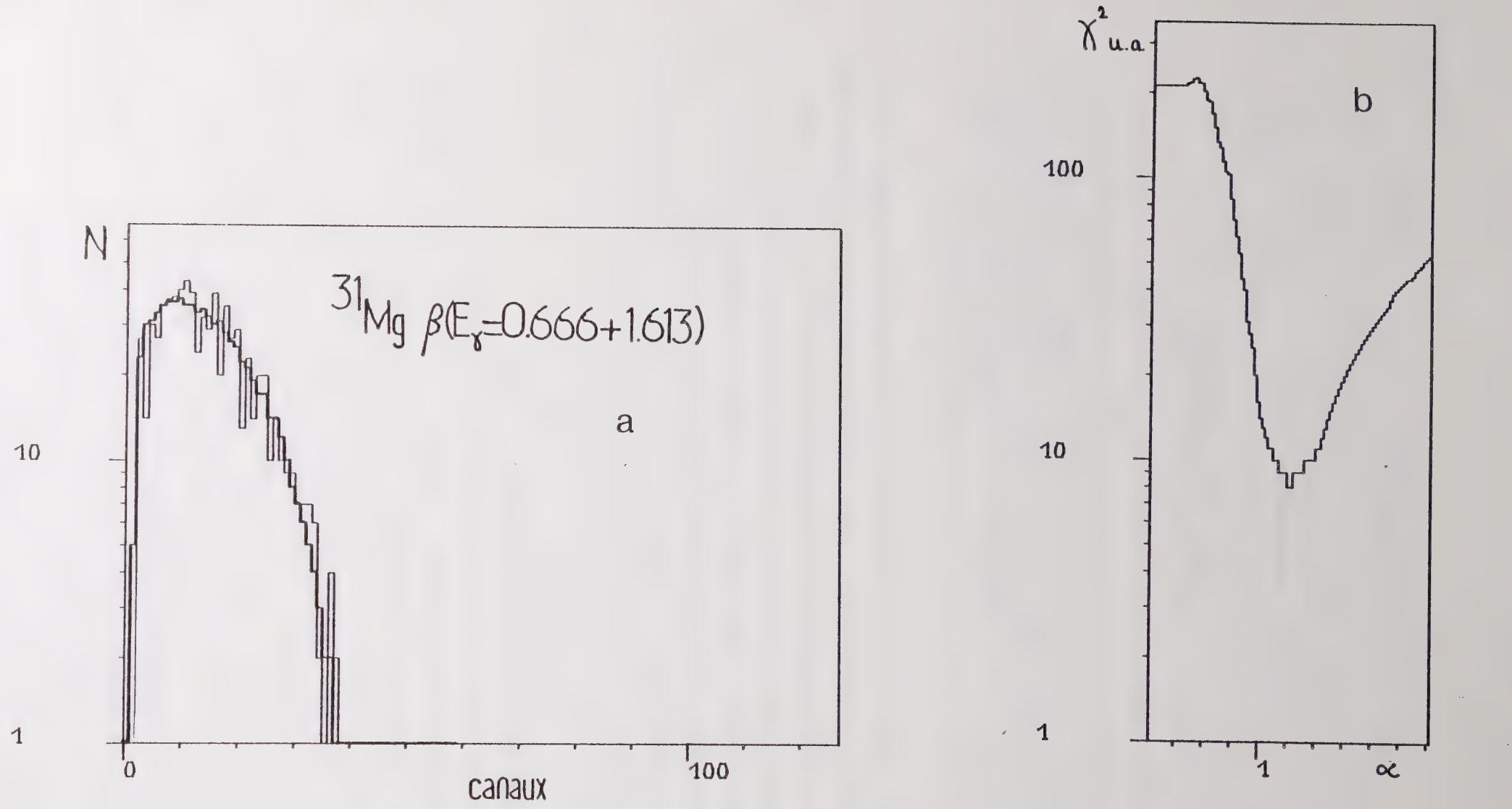


Fig. 21 : Analyse du spectre β en coïncidence avec les raies issues du niveau à 1.613 MeV de l'^{31}Al.

a) Le spectre en trait fort correspond au spectre de référence transformé par une affinité afin de reproduire le spectre expérimental représenté en trait fin.

b) Courbe χ^2 en fonction du rapport d'affinité α correspondant à l'analyse pour le schéma de désintégration de la figure 23.

statistique par canal et d'améliorer ainsi les précisions sur les rapports d'affinité. Deux exemples de lissage de spectres apparaissent sur les figures 21 et 22. Ils ont été réalisés en tenant compte des schémas de désintégrations des figures 23 et 24.

Les mesures faites sur la masse 31 ont été effectuées en fin d'expérience. Comme on l'a vu au chapitre III, une dérive du gain du photomultiplicateur associé au détecteur β est apparue pour les dernières mesures et elle a évolué au cours du temps. Ces mesures de la masse 31 ont donc subi une dérive, dont l'évaluation est possible étant donné qu'elles ont été réalisées entre celles des masses 27 et 28 qui possèdent toutes deux des références en début d'expérience. En effet, les deux mesures de la masse 27 montrent une dérive de + 10% (chap. IV) tandis que pour la masse 28, la comparaison des spectres β simples associés aux deux mesures permet de constater une dérive du gain de l'ordre de + 15%.

On a alors estimé une dérive de + 12% pour les mesures faites sur la masse 31.

Le tableau V.1 présente les rapports d'affinité ainsi corrigés correspondants aux différentes coïncidences exploitées qui ont permis la détermination du Q_β.

Raie E_γ en coïncidence (MeV)	Rapports d'affinité	E^β_{max} (MeV)	Q_β (MeV)
0.947	0.88 ± 0.17	7.6 ± 1.4	8.5 ± 1.4
0.666 + 1.613	0.99 ± 0.12	8.6 ± 1.0	10.2 ± 1.0
1.626	0.91 ± 0.30	7.9 ± 2.4	11.1 ± 2.4
3.433 + 3.623	0.79 ± 0.22	6.9 ± 1.8	10.4 ± 1.8
3.433+3.623+1.626	0.79 ± 0.12	6.9 ± 1.0	10.3 ± 1.0

Tableau V.1

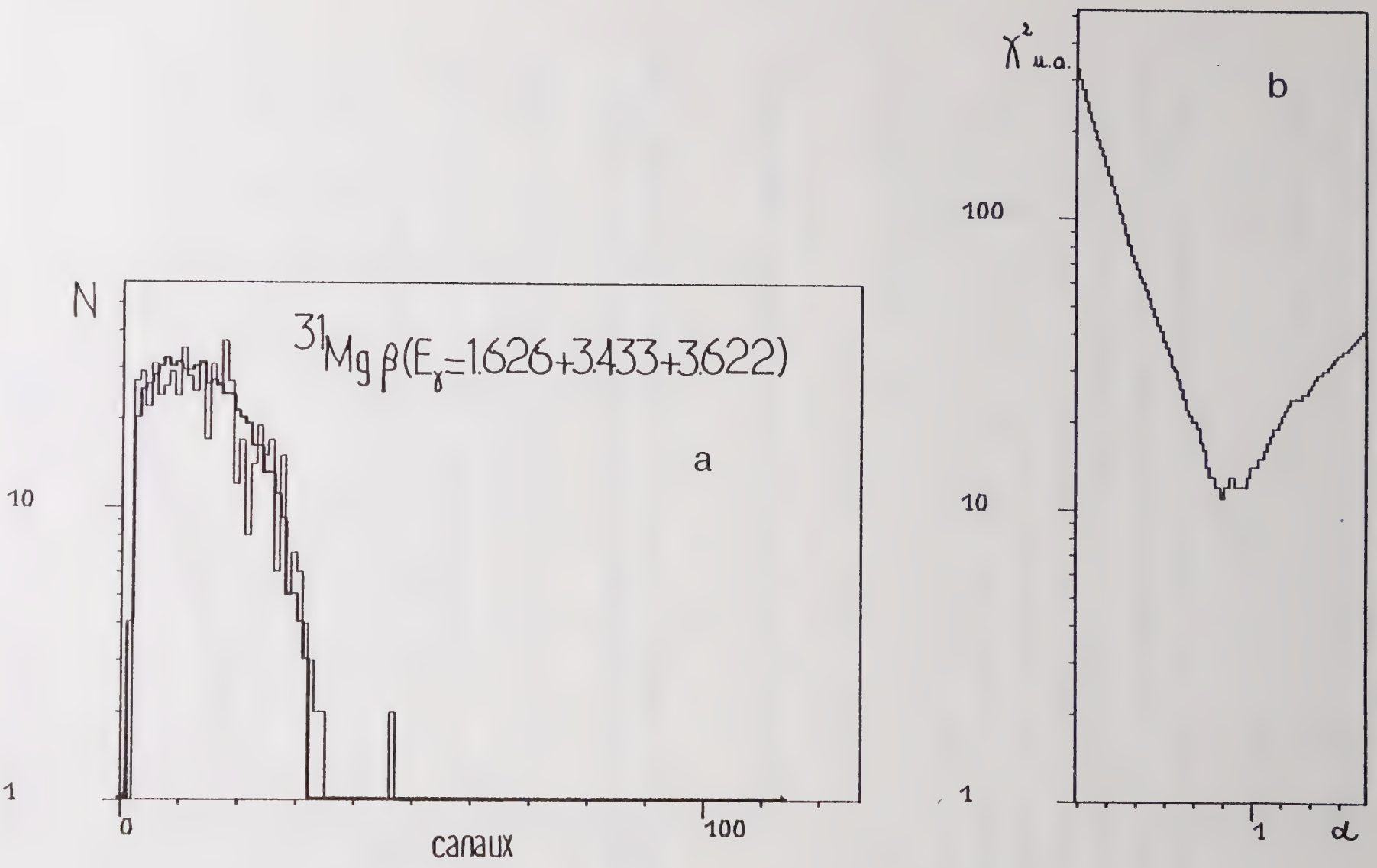


Fig. 22 : Analyse du spectre β en coïncidence avec trois raies issues des niveaux d'énergie élevés de l'^{31}Al.

a) En trait fin est représenté le spectre expérimental. En trait fort, c'est le spectre de référence transformé par une affinité afin de reproduire le spectre expérimental.

b) Courbe χ^2 en fonction du rapport d'affinité α correspondant à l'analyse dans le cas du schéma de désintégration de la figure 24.

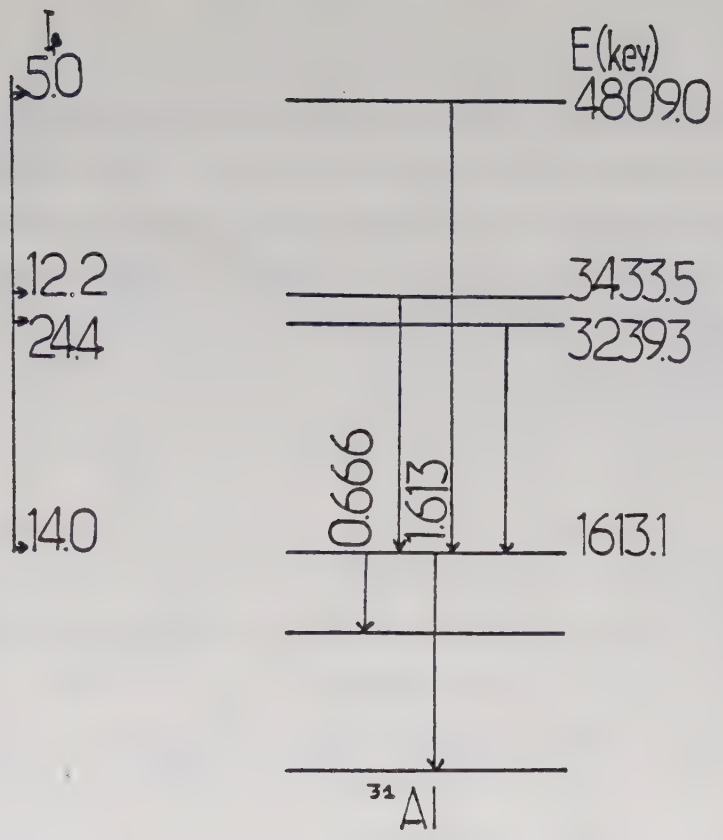


Fig. 23 : Schéma de désintégration partiel du ^{31}Mg extrait de celui proposé par [GUI82] et correspondant à l'alimentation du niveau à 1.613 MeV de l'^{31}Al.

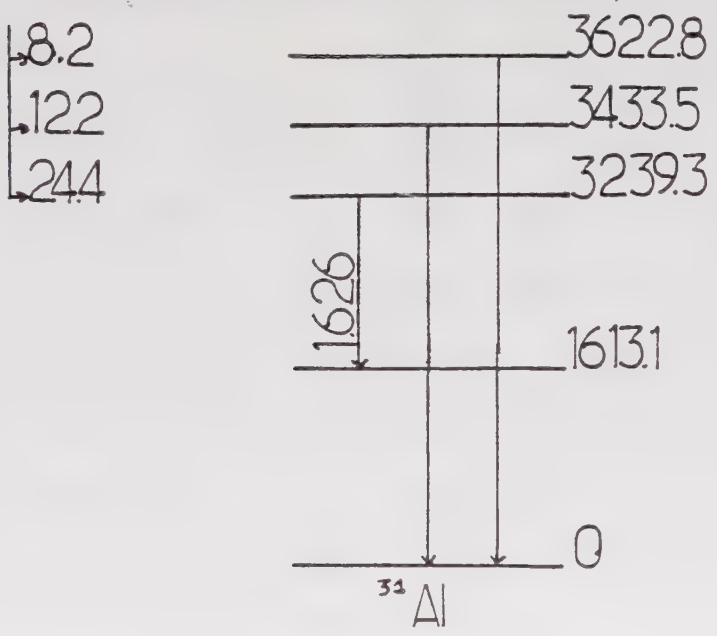


Fig. 24 : Schéma de désintégration partiel du ^{31}Mg extrait de celui proposé par [GUI82] et correspondant à la désexcitation de 3 niveaux d'énergie voisins de 3.4 MeV.

Les cinq valeurs de Q_β présentées dans ce tableau sont déterminées avec des incertitudes dûes essentiellement à deux origines. La première incertitude appelée ΔA_1 qui est non corrélée d'une mesure à l'autre provient de la faible statistique des spectres et se traduit par l'incertitude obtenue sur les rapports d'affinité . La deuxième notée ΔA_2 par contre est corrélée étant donné qu'elle provient de la droite d'étalonnage qui a servi à déterminer ces différents Q_β. L'incertitude totale s'écrit :

$$\Delta A^2 = \Delta A_1^2 + \Delta A_2^2$$

Les erreurs corrélées ΔA_2 de l'ordre de 200 keV pour les énergies E^β_{max} obtenues, permettent d'extraire à partir des incertitudes ΔA, les différentes erreurs non corrélées ΔA_1 correspondant à chacune des mesures de Q_β. Dans ce cas, les formules suivantes de [COH53] permettent d'évaluer les valeurs à adopter pour le $\overline{Q_\beta}$ et l'incertitude correspondante $\overline{\Delta A_1}$. Ce sont :

$$(1) \qquad \overline{Q_\beta} = \sum_{i=1}^{n} w_i \, Q_{\beta i} \quad \text{avec } w_i = \frac{\overline{\Delta A_1}^2}{(\Delta A_1^i)^2} \text{ et où}$$

n est le nombre de mesures effectuées.

$$(2) \qquad \frac{1}{\overline{\Delta A_1}^2} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{(\Delta A_1^i)^2}$$

L'erreur totale $\overline{\Delta A}^2$ sur le $\overline{Q_\beta}$ est finalement :

$$\overline{\Delta A}^2 = \overline{\Delta A_1}^2 + \Delta A_2^2$$

L'application de ces formules aux résultats précédents permet d'obtenir l'énergie de désintégration Q_β correspondant à la transition β du fondamental du ^{31}Mg au fondamental de l'^{31}Al.

$$\boxed{\overline{Q_\beta} = 10.1 \pm 0.6 \text{ MeV}}$$

La masse connue de l'^{31}Al qui est de - 15.1 ± 0.1 MeV permet alors de déduire celle du ^{31}Mg.

$$\boxed{M_{^{31}\text{Mg}} = - 5.0 \pm 0.6 \text{ MeV}}$$

Les différentes prédictions faites sur la masse de cet isotope sont présentées dans le tableau V.2.

Isotopes de Magnésium	Résultats expérimentaux (MeV)	Prédictions [Mar75] (MeV)			
A	ce travail	Janecke Garvey Kelson	Liran Zeldes	Groote Hilf Takahashi	Myers
31	- 5.0 ± 0.6	- 3.68	- 5.72	- 4.94	- 3.53
32	- 1.9 ± 1.4	- 1.17	- 4.77	- 2.70	- 1.86

Tableau V.2

V.2 - DETERMINATION DE L'EXCES DE MASSE DU ^{32}Mg

Les masses de ^{32}Mg et ^{32}Al sont encore inconnues. La connaissance de celle du ^{32}Na [Thi75] et la détermination de l'énergie de désintégration Q_β correspondant à la transition β du fondamental du ^{32}Na au fondamental du ^{32}Mg est la seule possibilité dans notre cas de déterminer la masse de ce noyau fils. En effet, le faible taux de production pour les isotopes très riches en neutron limite énormément la statistique des spectres. Il n'est donc pas possible pour notre part, de remonter à la masse du ^{32}Mg à partir de celle du ^{32}Si [Bro64] par l'intermédiaire de la masse de l'^{32}Al.

L'étude du spectre γ du ^{32}Na présente une raie E_γ de 886 keV qui est de loin la plus intense. C'est la transition du premier état excité 2^+ vers le fondamental. Cette raie, la seule exploitable de toutes celles observées, présente l'avantage d 'avoir un fond Compton utilisable à nos fins qui permet ainsi d'améliorer la statistique du spectre β en coïncidence avec elle. Ce spectre est une fois de plus compressé toujours pour les mêmes raisons (chap. IV).

L'analyse du spectre β (0.886 MeV) demande une connaissance du schéma de désintégration du ^{32}Na. L'étude des activités γ a permis de remarquer que le niveau 2^+ semble ne pas recevoir une alimentation directe en β, si bien que la raie qui en part est dûe essentiellement à la désexcitation des niveaux d'énergie élevés. Le schéma de désintégration utilisé pour cette analyse [GUI82] propose une alimentation du niveau 2^+ par trois raies issues de

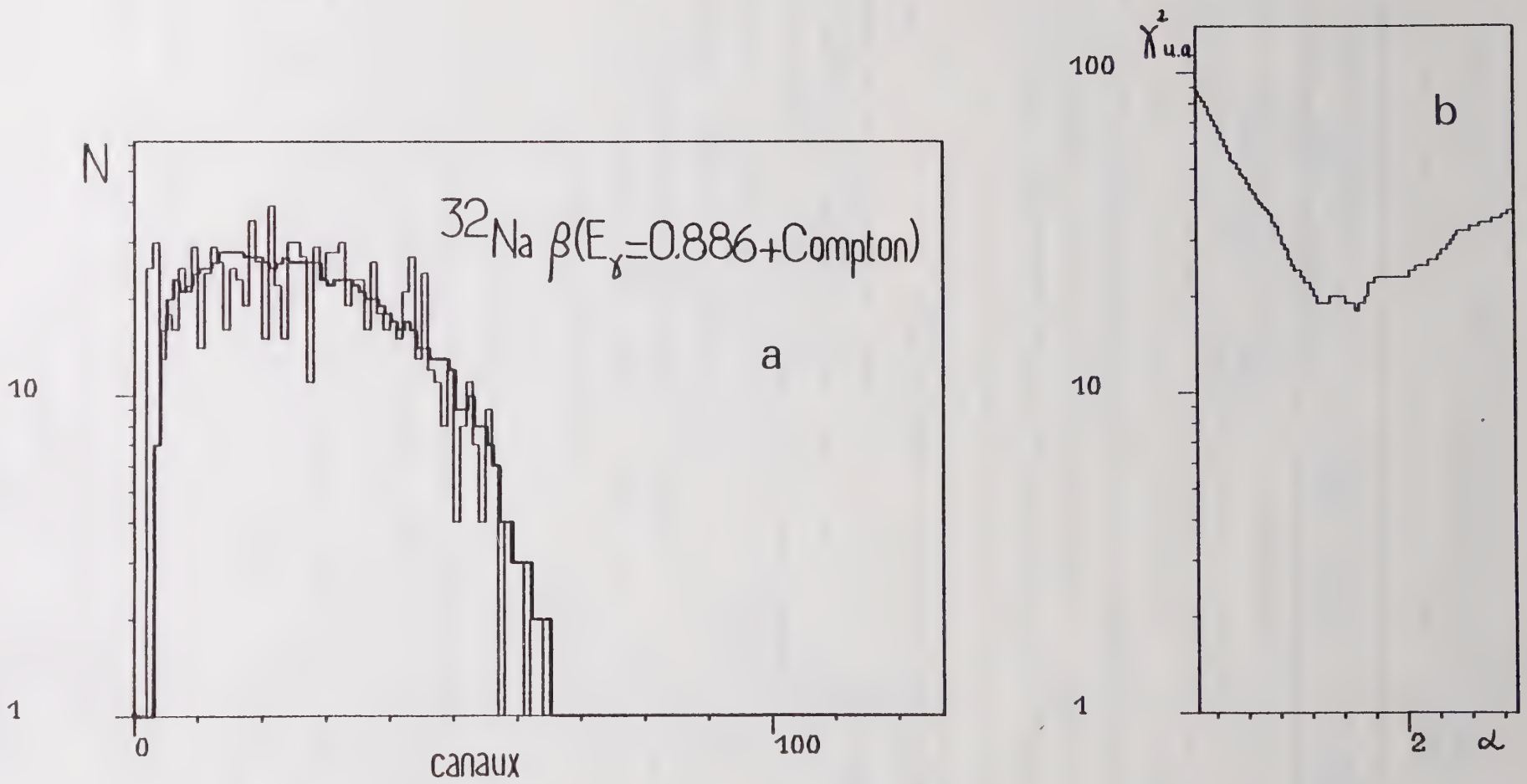


Fig. 25 : Analyse du spectre β en coïncidence aussi bien avec le pic E_γ=0.886 MeV du ^{32}Na que le fond Compton correspondant.
a) Le spectre en trait fort correspond au spectre de référence transformé par une affinité afin de reproduire le spectre expérimental représenté en trait fin.
b) Courbe χ^2 en fonction du rapport d'affinité α correspondant à l'analyse conformément au schéma de désintégration de [GUI82](voir texte).

niveaux à énergie d'excitation différentes et dont les alimentations directes par radioactivité ß sont non négligeables. Le niveau le plus bas qui alimenterait ce 2^+ est à 2.858 MeV. La figure 25 montre le lissage correspondant et le résultat obtenu est présenté dans le tableau V.3.

raie E_γ en coïncidence (MeV)	rapport d'affinité	E^β_{max} (MeV)	Q_β(MeV)
0.886 + Compton	1.85 ± 0.16	15.5 ± 1.4	18.3 ± 1.4

Tableau V.3

Dans l'incertitude indiquée sur le E^β_{max} on a tenu compte en plus de l'erreur obtenue sur le rapport d'affinité, de celle dûe à l'étalonnage qui est de l'ordre de 500 keV pour les énergies élevées. L'excès de masse du ^{32}Mg est ainsi déduit de cette valeur de Q_β et de la masse du ^{32}Na qui est de 16.4 ± 0.4 MeV.

$$M_{^{32}Mg} = -1.9 \pm 1.4 \text{ MeV}$$

Les différentes prédictions de masse faites pour cet isotope sont présentées dans le tableau V.2.

On note que la valeur de la masse du ^{32}Mg publiée à Helsingør [Det81] a été obtenue également à partir du spectre ß en coïncidence avec la raie à 886 keV du ^{32}Na. Dans ce cas, l'analyse du spectre s'était faite en considérant une alimentation du niveau 2^+ dûe essentiellement à la désexcitation d'un niveau élevé situé 2.5 MeV plus haut que lui et recevant une alimentation directe en ß. La valeur préliminaire du Q_β obtenue diffère de 0.5 MeV de celle présentée dans le tableau V.3. L'incertitude de l'ordre de 2 MeV était dûe essentiellement à la très faible statistique du spectre exploité ainsi qu'à la courbe d'étalonnage obtenue qui n'était pas bien définie pour les grands E^β_{max}.

C H A P I T R E VI

CONCLUSION

La mesure des énergies de désintégration β^- est pour le moment la seule façon d'atteindre les masses des isotopes de magnésium très riches en neutrons tels que les ^{31}Mg et ^{32}Mg. Les incertitudes obtenues sur ces déterminations sont assez grandes et cela pour deux raisons principales. La première est la faible statistique des spectres β en coïncidence avec des raies γ associées à la désintégration des isotopes situés très loin de la vallée de stabilité. La deuxième provient de l'étalonnage en énergie du détecteur β. C'est en effet, la première fois que cette méthode est appliquée à des énergies aussi élevées. La courbe d'étalonnage reste compatible avec une droite pour les E^{β}_{max} élevés mais l'imprécision obtenue n'est pas encore définie de façon très précise.

Les mesures de masse faites jusqu'au ^{30}Mg (tableau IV.5) permettent de calculer les énergies de séparation de deux neutrons S_{2n} pour les isotopes de magnésium et de constater une décroissance douce et régulière de cette énergie en fonction du nombre de neutrons.

A partir des mesures de masse présentées dans ce travail, les calculs du S_{2n} pour les ^{31}Mg et ^{32}Mg (tableau VI.1) font apparaître une discontinuité de cette énergie par rapport à l'extrapolation de la variation systématique des masses en fonction du nombre de neutrons (figure 26). Les écarts observés entre les résultats expérimentaux et celles données par l'extrapolation sont présentés dans la dernière colonne du tableau VI.1.

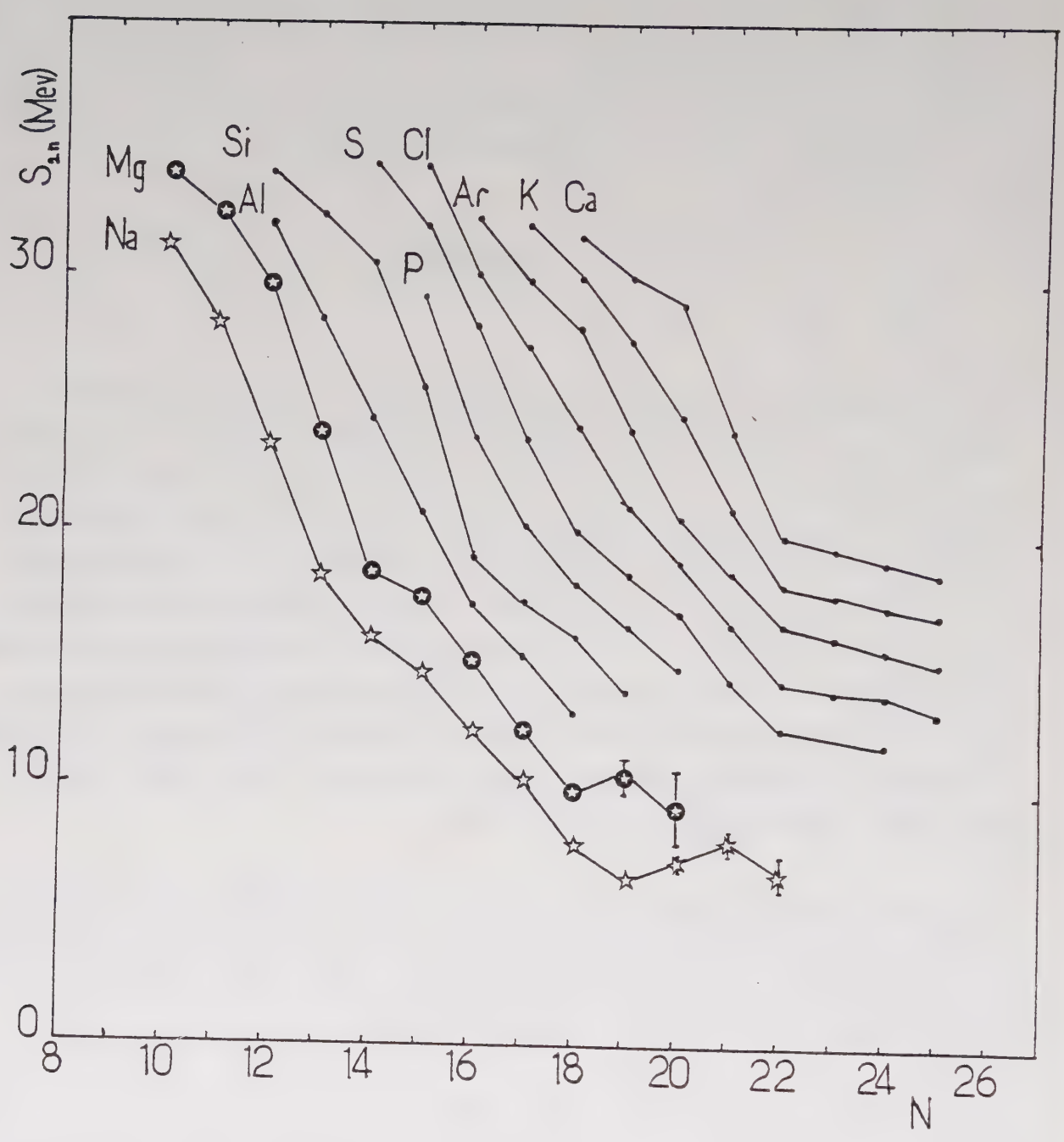


Fig. 26 : Variation de l'énergie S_{2n} de séparation de deux neutrons en fonction du nombre de neutrons pour différents isotopes riches en neutrons des noyaux de la couche 2s1d. Les masses utilisées sont prises pour la plupart dans les tables de masses [Wap77], et pour les Na [Thi75], le ^{30}Mg [Pas78], le ^{40}S [KOU80].
Les points N=19, N=20 du Mg correspondent à notre détermination des masses de ces deux noyaux.

Isotopes	Excès de masse (MeV)	S_{2n} (MeV)	Ecarts à l'extrapolation (MeV)
^{29}Mg	- 10.650±0.055 [Pas78]	10.5±0.6	+ 3.3 ± 0.6
^{31}Mg	- 5.0 ± 0.6 Ce travail		
^{30}Mg	- 8.760 ±0.055 [Pas78]	9.3±1.4	+ 4.5 ± 1.4
^{32}Mg	- 1.9 ± 1.4 Ce travail		

Tableau VI.1

Cette discontinuité qui correspond à un excès d'énergie de liaison de deux neutrons pour ces noyaux peut être associée à une transition de forme vers N = 19.

C'est en effet, par ce critère qu'une zone de déformation a été identifiée pour les isotopes de Na à partir de Z = 11, N = 20 [Thi75], ainsi que pour les Rubidium vers Z=38, N=60 [Eph69]. Dans les deux cas, les calculs de Hartree-Fock trouvent ces noyaux déformés et prédisent en effet un excès de l'énergie S_{2n} [Cam75,Cam80].

On note également que l'étude des activités γ [Det79, Gui82] montre que l'énergie du 2^+ à 886 keV du ^{32}Mg est beaucoup plus basse que celle des autres isotopes pairs-pairs de magnésium, ce qui indique une plus grande déformation.

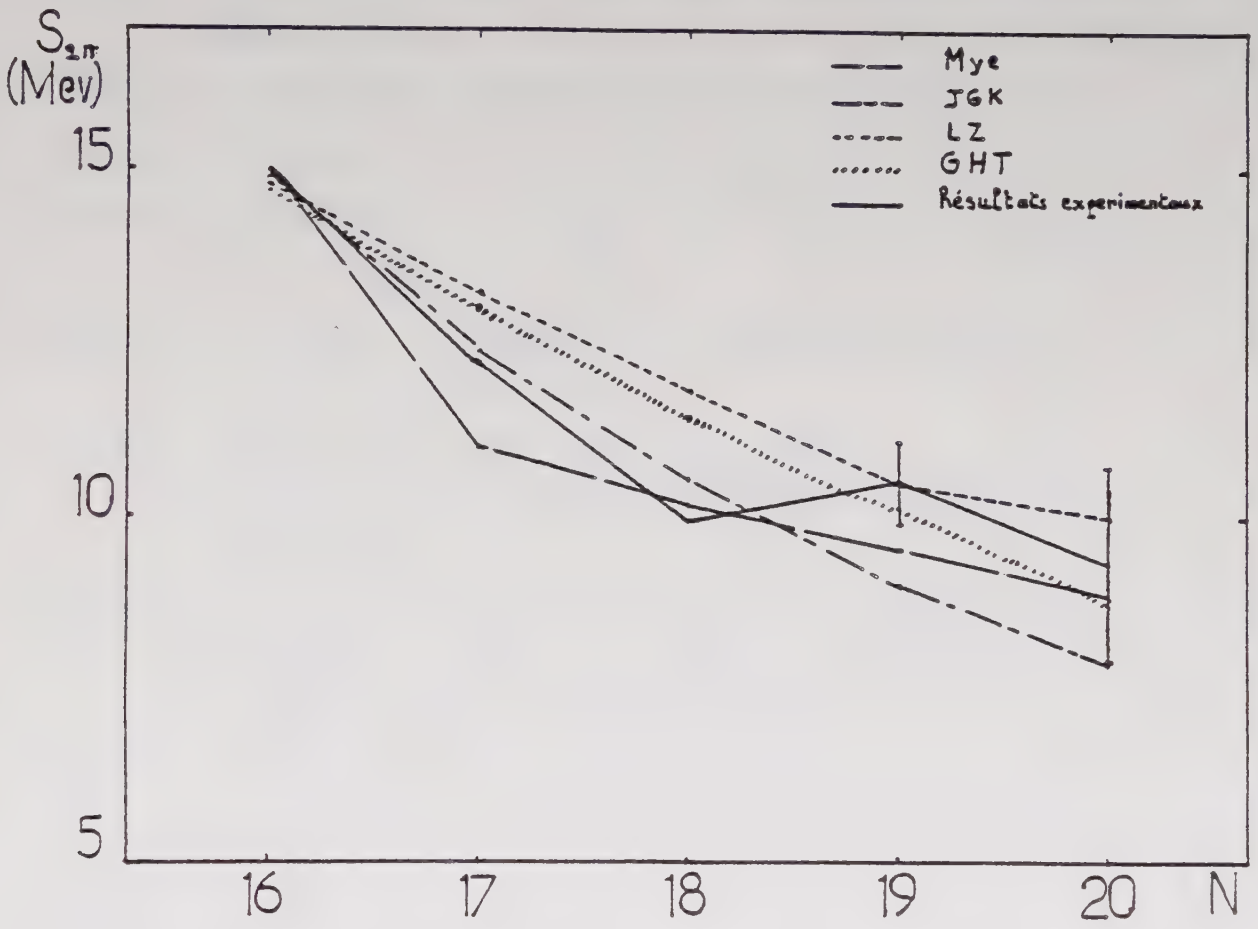
Il faut noter que les prédictions des calculs de masse rassemblées dans le tableau VI.2 ne reproduisent pas la discontinuité de l'énergie S_{2n} (fig. 27) pour les ^{31}Mg et ^{32}Mg, pas plus qu'elles ne le font pour les isotopes de Na [Thi75].

Les mesures des énergies Q_β ont donc permis d'atteindre les masses des noyaux très riches en neutrons que sont les ^{31}Mg et ^{32}Mg. Il serait souhaitable pourtant de réduire les incertitudes obtenues sur les résultats.

A	Résultats expérimentaux	Janecke Garvey Kelson	Liran Zeldes	Groote Hilf Takahashi	Myers
28	14.98	14.90	14.80	14.68	15.01
29	12.25	12.38	13.21	13.05	11.0
30	9.93	10.56	11.78	11.44	10.17
31	10.50 ± 0.60	9.07	10.44	10.08	9.53
32	9.30 ± 1.40	7.95	10.03	8.70	8.80

Tableau VI.2 : Valeurs des S_{2n} (MeV) calculées à partir des résultats expérimentaux et des différentes prédictions de masse [Mar75].

Pour cela, il faut souligner que le spectre ß (0.886) du ^{32}Na, malgré sa faible statistique, résulte d'une mesure d'environ 34 heures. Une amélioration significative de l'incertitude demanderait donc un temps de mesure prohibitif. Une autre possibilité pour atteindre les masses des noyaux exotiques avec une meilleure incertitude serait une mesure directe à l'aide d'un spectromètre de masse ayant une très bonne résolution et permettant alors de déterminer avec précision les centroïdes des pics.



Variations de l'énergie de séparation de deux neutrons (S_{2n}) en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes de Mg de la masse 28 à 32. Les courbes ont été obtenues à partir des différentes prédictions d'excès de masses indiquées. Celle en trait plein correspond aux résultats expérimentaux et N=19, N=20 proviennent de nos déterminations d'excès de masse des ^{31}Mg et ^{32}Mg.

REFERENCES

[BEC69] E. BECK, Nucl. Instr. and Meth. 76 (1969) 77

[BRO64] BRODZINSKI, FINKEL and CONWAY, J. Inorg. Nucl. Chem. 26 (1964) 677

[CAM75] X. CAMPI, H. FLOCARD, A.K. KERMAN and S. KOONIN, Nucl. Phys. A251 (1975) 193

[CAM80] X. CAMPI and M. EPHERRE, Phys. Rev. C22 (1980) 2605

[COH53] E.R. COHEN, Revs of Mod. Physics 25 (1953) 709

[DAV79] C.N. DAVIDS, C.A. GAGLIARDI, M.J. MURPHY and E.B. NORMAN, Phys. Rev. C19 (1979) 1463

[DAV78] C.N. DAVIDS, M.J. MURPHY, R.C. PARDO and E.B. NORMAN, Phys. Rev. C17 (1978) 2176

[DEL80] S. DELLA NEGRA, Thèse d'état Orsay (1981)
S. DELLA NEGRA, D. JACQUET, Y. LE BEYEC, IPNO RC 80.06 (unpublished)

[DET79] C. DETRAZ, D. GUILLEMAUD, G. HUBER, R. KLAPISCH, M. LANGEVIN, F. NAULIN, C. THIBAULT, L.C. CARRAZ and F. TOUCHARD, Phys. Rev. C19 (1979) 164

[DET81] C. DETRAZ, 4th Internationnal conference on Nuclei far from stability (Helsingør 1981) p 361 CERN 81-09

[EPH79] M. EPHERRE et al., Phys. Rev. C19 (1979) 1504

[EVA55] ROBLEY D. EVANS, The atomic nucleus, Mac Graw Hill, N.Y. (1955) 776

[GOO73] D.R. GOOSMAN and D.E. ALBURGER, Phys. Rev. C7 (1973) 2409

[GUI82] D. GUILLEMAUD, Thèse d'état en juin 1982. D. GUILLEMAUD et al. to be published

[HAU79] P.E. HAUSTEIN, C.J. LISTER, D.E. ALBURGER and J.W. OLNESS AMCO 6th conférences (Plenum press 1980), 475

[JAC81] D. JACQUET, Thèse 3ème cycle Orsay 1981

[KEY79] U. KEYSER, H. BERG, F. MUNNICH and B. PAHLMAR AMCO 6th conférences (plenum press 1980) p 485

[KLA67] R. KLAPISCH, J. CHAUMONT, C. PHILIPPE, I. AMAREL, R. FERGEAU, M. SALOME and R. BERNAS, Nucl. Inst. Meth. 53 (1967) 216

[KLA68] R. KLAPISCH, C. PHILIPPE, J. SUCHORZEWSKA, C. DETRAZ, and R. BERNAS, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 740

[KLA69] R. KLAPISCH, C. THIBAULT-PHILIPPE, C. DETRAZ, J. CHAUMONT, R. BERNAS and E. BECK, Phys. Rev. Letter 23 (1969) 652

[KOU80] R.T. KOUZES and R. SHERR, AMCO 6 th conférence (Plenum Press, 1980) p 45

[MAR 75] S. MARIPUU, Atomic Data and Nuclear Data tables, 17 (1975) 480

[PAR77] L.A. PARKS, C.N. DAVIDS and R.C. PARDO, Phys. Rev. C15 (1977) 730

[PAS78] I. PASCHOPOULOS, ECKHARDT MULLER, H.J. KORNER, J.C. DELRICH, K.E. REHM and H.J. SCHEERER, Phys. Rev. C18 (1978) 1277

[RIG72] C. RIGAUD, Thèse de 3ème cycle Orsay (1972)

[ROE74] E. ROECKL, P.F. DITTNER, C. DETRAZ, R. KLAPISCH, C. THIBAULT, and C. RIGAUD, Phys. Rev. C10 (1974) 1181

[SIE65] K. SIEGBAHN, Alpha, Beta and Gamma-rays spectroscopy

[SSI81] M. de SAINT-SIMON, R. FERGEAU, M. JACOTIN, J.F. KEPINSKI, R. KLAPISCH, C. THIBAULT, F. TOUCHARD, M. LANGEVIN, and D. GUILLEMAUD, Nuclear Instruments and Methods 186 (1981) 87

[THI71] C. THIBAULT, Thèse d'état à Orsay (1971)

[THI75] C. THIBAULT, R. KLAPISCH, C. RIGAUD, A.M. POSKANZER, R. PRIEELS, L. LESSARD and W. REISDORF, Phys. Rev. C12 (1975) 644

[THI78] C. THIBAULT, G. AUDI, P. CONSTANTA, M. EPHERRE, D. GUILLEMAUD, G. HUBER, R. KLAPISCH, F. NAULIN, and F. TOUCHARD, AMCO 6th conférence (plenum Press, 1980) p 291

[THI80] C. THIBAULT, M. EPHERRE, G. AUDI, G. HUBER, R. KLAPISCH, F. TOUCHARD, D. GUILLEMAUD and F. NAULIN, 4th International conférence on Nuclei far from stability (Helsingør 1981) p 365 CERN 81 09

[WAP77] A.H. WAPSTRA and K. BOS, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 19 (1977) 175